

Alois Kleinle

DER MECHANISMUS DER KURZEN LICHT-
BÖGEN IN ELEKTRISCHEN KONTAKTEN

Frankfurt am Main 1963



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546708_0050

DER MECHANISMUS DER KURZEN LICHTBÖGEN
IN ELEKTRISCHEN KONTAKTEN

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Alois Kleinle

Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. Th. Wieland

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Haase
2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Dänzer

Mündliche Prüfung am 18.7.1963.

I n h a l t

	Seite
Verzeichnis der Symbole	1
1. Einleitung	3
2. Problemstellung	14
3. Versuchsdurchführung	16
4. Ergebnisse	21
4.1 Symmetrische Elektrodenkombinationen, reine Metalle	21
4.2 Unsymmetrische Elektrodenkombinationen, reine Metalle	23
4.2.1 Wolfram-Kathoden	23
4.2.2 Wolfram-Anoden	26
4.2.3 Palladium-Kathode/Silber-Anode und Silber-Kathode/Palladium-Anode	27
4.2.4 Verteilungsfunktion der Anodenbögen bei unsymmetrischen Elektrodenkombi- nationen	27
4.3 Symmetrische Elektrodenkombination, Legierungen	28
4.4 Der Einfluß der Bogendauer	29
4.5 Die Lichtbogenspannung	31
4.6 Die Lichtemission	32
5. Diskussion der Ergebnisse	34
5.1 Charakteristische Eigenschaften der beiden Bogentypen	34
5.2 Der Mechanismus des Anodenbogens zwischen einer Silber-Anode und einer Wolfram-Kathode	38
5.2.1 Zündung und Aufbau des Bogenmechanismus	38
5.2.2 Mechanismus der Elektronenemission	42
5.2.3 Vorgänge im Spalt und an der Anode	54
5.3 Mechanismus des Anodenbogens für weitere Elektrodenkombinationen	63
5.4 Der Übergang vom Anoden- zum Kathodenbogen	64

Verzeichnis der verwendeten Symbole

A		Atomgewicht
c_A, c_K	Wsec/cm ³ grd	Spezifische Wärme des Anoden- bzw. Kathodenmaterials
d	cm	Elektrodenabstand
E_K	V/cm	Elektrische Feldstärke vor der Kathode
e	Asec	Elektrische Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}$ Asec)
J_B	A	Bogenstrom
J_+, J_-	A	Ionen- bzw. Elektronenstrom
j_A, j_K	A/cm ²	Gesamtstromdichte an der Anode bzw. Kathode
j_+, j_-	A/cm ²	Ionen- bzw. Elektronenstromdichte
k	Wsec/grd	Boltzmann-Konstante ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Wsec/grd)
M	g	Ionenmasse
m	g	Elektronenmasse ($9,107 \cdot 10^{-28}$ g)
n	cm ⁻³	Teilchendichte im Metaldampf
p	Torr	Metaldampfdruck
Q_{Hciz}	Wsec	Zum Aufheizen eines bestimmten Elektrodenvolumens erforderliche Energie
Q_{Leit}	Wsec	Durch Wärmeleitung aus dem Lichtbogenfußpunkt abgeführte Energie
Q_{Sm}	Wsec	Schmelzenergie
Q_V	Wsec	Verdampfungsenergie
Q_+	Wsec	Durch positive Ionen zugeführte Energie
Q_{kin}	Wsec	Kinetische Energie der Elektronen
Q_{rek}	Wsec	Rekombinationsenergie der Elektronen
q_{Sm}	Wsec/cm ³	Spezifische Schmelzwärme
q_V	Wsec/cm ³	Spezifische Verdampfungswärme
r_A, r_K	cm	Radius des Anoden- bzw. Kathodenflecks
S		Elektronenstromanteil (J_-/J_B)

T_A, T_K	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur des Anoden- bzw. Kathodenfleckes
T_{Sm}, T_{Sd}	$^{\circ}\text{C}$	Schmelz- bzw. Siedetemperatur
t_B	sec	Bogendauer
U_{Batt}	V	Batteriespannung (Ladespannung)
U_B, U_K	V	Bogen- bzw. Kathodenfallspannung
U_i	V	Ionisierungspotential des Metalledampfes
V_A	cm^3	Geschmolzenes Volumen des Anodenkraters
V_K	cm^3	Geschmolzenes Kathodenvolumen
v_A, v_K	cm^3	Verdampftes Anoden- bzw. Kathodenvolumen
w	$\text{g}/\text{cm}^2\text{sec}$	Verdampfungsgeschwindigkeit
x	cm	Dicke des Kathodenfallraumes
ϵ_0	Asec/Vm	Influenzkonstante ($8,859 \cdot 10^{-12} \text{ Asec}/\text{Vm}$)
φ_A, φ_K	V	Elektronenaustrittspotential des Anoden- bzw. Kathodenmaterials
λ_A, λ_K	$\text{W}/\text{cm grad}$	Wärmeleitfähigkeit des Anoden- bzw. Kathodenmaterials
ρ_A, ρ_K	Ωcm	Spezifischer elektrischer Widerstand des Anoden- bzw. Kathodenmaterials

1. EINLEITUNG

In elektrischen Schwachstromkontakten treten sowohl beim Einschalten als auch beim Unterbrechen elektrischer Ströme sehr häufig sogenannte "kurze Lichtbögen" zwischen den beiden Kontaktstücken auf. Ihre Brenndauer beträgt größenordnungsmäßig 10^{-6} sec, ihre geometrische Länge beträgt im allgemeinen weniger als 10^{-3} cm. Die "kurzen Lichtbögen" sind von großer Bedeutung, da sie eine "Materialwanderung" zwischen den beiden Kontaktgliedern verursachen; hierdurch wird die eine Elektrode abgetragen, das abgetragene Metall wird entweder in die Umgebung oder zur anderen Elektrode transportiert. Die Materialwanderung führt deswegen im Laufe der Zeit zur Zerstörung der Kontaktstücke; sie muß deshalb möglichst verhindert werden, um eine lange Lebensdauer der Kontakte zu erzielen. Man kann im wesentlichen zwei Formen der Materialwanderung unterscheiden:

- a) Übertragung von Anodenmetall auf die Kathode, wobei nach vielen Schaltungen auf der Anode ein tiefer Krater und auf der Kathode eine kegelförmige Erhebung entsteht.
- b) Übertragung von Kathodenmetall auf die Anode, wobei nach vielen Schaltungen auf der Kathode eine breite, flache Vertiefung und auf der Anode eine flache Kuppe entsteht.

Dieses unterschiedliche Wanderungsverhalten wird auf die Existenz zweier verschiedener Typen des kurzen Bogens zurückgeführt, die nach GERMER und BOYLE [1] Anodenbogen und Kathodenbogen genannt werden. Der Anodenbogen verursacht eine überwiegende Verdampfung von Anodenmetall; durch Kondensation des Metaldampfes auf der Kathode wird Anodenmetall auf die Kathode übertragen. Der Kathodenbogen verursacht überwiegend Verdampfung von Kathodenmetall;

urch Kondensation des Metaldampfes auf der Anode wird Kathodenmetall auf die Anode übertragen.

Nach KISLIUK [2] handelt es sich beim sehr kurzen Lichtbogen, der bei der Kontaktschließung bei einer Potentialdifferenz von etwa 50 V und einem Elektrodenabstand von ca. $2 \cdot 10^{-5}$ cm auftritt, um einen Feldemissionsbogen, der nicht durch den üblichen Luftdurchschlagsmechanismus, sondern durch Feldemission eingeleitet wird. Für die kathodische Stromdichte nahm KISLIUK auf Grund der Abmessungen der Kathodenkorrosionsspuren einen Wert von mindestens $3 \cdot 10^7$ A/cm² an. Damit folgt aus der Fowler-Nordheimschen Gleichung eine Feldstärke $E_K = 5 \cdot 10^7$ V/cm vor der Kathode. Mit diesen beiden Werten berechnete KISLIUK aus der MacKeownschen Gleichung

$$E_K^2 = 7,57 \cdot 10^5 U_K^{1/2} j \left\{ (1 - S) \left[(1845 A)^{1/2} + 1 \right] - 1 \right\} \quad (1)$$

einen Ionenstrom-Anteil $1 - S = 0,07$ (d. h. von 7 % der Gesamtstromdichte j). Für die Kathodenfallspannung U_K wurde die gesamte Bogenspannung ($U_B \approx 12$ V) eingesetzt, A ist das Atomgewicht der Ionen, S der Elektronenstromanteil. Die für die Feldelektronenemission an der Kathode erforderliche hohe Feldstärke wird durch die Raumladung der zur Kathode hinfliegenden positiven Ionen erzeugt. Die Feldelektronenemission wurde von KISLIUK nicht bewiesen, sondern auf Grund der hohen Stromdichte vorausgesetzt. Damit der Ionisierungsquerschnitt groß genug ist, um die für den Mechanismus nötigen Ionen zu erzeugen, müssen die emittierten Elektronen, die nach KISLIUK nach Durchlaufen der Spannung $U_B - \varphi_K$ an der Anode ankommen, eine etwas höhere Spannung als die Ionisierungsspannung U_i des Metaldampfes durchlaufen haben, d.h.

$$U_B - \varphi_K = U_i + \Delta U; \quad U_B = U_i + \varphi_K + \Delta U. \quad (2)$$

Der größte Teil der emittierten Elektronen muß den Spalt zwischen Kathode und Anode ohne Zusammenstöße durchqueren

und seine Energie an die Anode abgeben, die dadurch schnell auf Siedetemperatur gelangt und den für die Erzeugung der Ionen nötigen Metaldampf liefert. Diese Bedingung ist nach KISLIUK erfüllt, da der Elektrodenabstand kleiner als eine mittlere freie Weglänge der Elektronen bei Atmosphärendruck ist. Die von KISLIUK aus der Literatur zitierten Werte der Bogenspannung (12,3 V für Ag, 12,6 V für Cu, 12,6 V für Au, 15,3 V für Pt und 15,2 V bzw. 12,7 V für W) liegen alle etwas oberhalb der Summe von U_i und φ_K , so daß Gleichung (2) erfüllt ist.

BOYLE und GERMER [3] wandten das Kisliuksche Modell ebenfalls auf kurze Bögen an, die Krater auf der Anode erzeugten, also auf Anodenbögen. Die Elektrodenabstände betrugen hier 1,5 und 3 μ . Die auf die Anode übertragene Leistung wurde zu $I \cdot U_B$ angegeben, wobei $U_B \approx 15$ V angenommen wurde. Wegen der geringen Elektronenenergie ist der Stoßquerschnitt der Metaldampf-Atome für Ionisierung durch Elektronenstoß sehr klein. Damit also die zur Feldemission vor der Kathode erforderlichen Ionen erzeugt werden können, muß der Dampfdruck im Spalt zwischen Anode und Kathode hoch sein. Bei Beginn eines kurzen Bogens ist nach BOYLE und GERMER der Querschnitt des Bogenkanales klein, die Stromdichte und der Metaldampfdruck hoch. Der Kanalquerschnitt wächst stetig mit der Bogendauer, und die Stromdichte an der Anode nimmt auf einen kritischen Wert (ca. $2,5 \cdot 10^6$ A/cm² für Au) ab. Dann muß der Bogen verlöschen, da nicht mehr genügend Metaldampf erzeugt wird. Bei Aufrechterhaltung der Stromversorgung zündet der Bogen sofort wieder, und zwar an einer neben dem alten Fußpunkt liegenden Stelle; der Prozeß wiederholt sich dann von neuem. Der Anodenkrater setzt sich dann aus zwei oder drei sich überlagernden Teilkratern zusammen; es erfolgt jedoch keine Aufspal-

tung, wie sie beim Kathodenbogen beobachtet wird. Sofort nach Zündung des Bogens wird der Strom nahezu völlig von Elektronen getragen, aber dann wächst das Verhältnis vom Ionen- zum Elektronenstrom auf den maximalen Wert 0,15 im Augenblick des Verlöschens. Anfangs erfolgen wegen des hohen Dampfdruckes viele Stöße der Elektronen mit Metallatomen, aber trotzdem sollen sie nahezu ihre ganze Energie auf die Anode übertragen; die Stöße müssen also zum größten Teil elastisch sein. Gegen Ende des Bogens nimmt der Anteil der ionisierenden Stöße an der Gesamtheit der Stöße zu, trotzdem gelangt immer noch der überwiegende Teil der Elektronenenergie auf die Anode, da jetzt wegen des niedriger gewordenen Dampfdruckes die Stoßhäufigkeit geringer ist. Die starke Zunahme der Ionisierungswahrscheinlichkeit beim Elektronenstoß bei längerer Bogendauer ist nach BOYLE und GERMER vermutlich eine Folge des Anstiegs der Bogenspannung über den Minimalwert, bei dem gerade noch Ionisierung möglich ist.

KISLIUK sowie BOYLE und GERMER begründen die starke Anodenverdampfung damit, daß der Elektrodenabstand kleiner sei als die mittlere freie Weglänge der Elektronen, und daß deshalb die Elektronen fast ihre gesamte kinetische Energie an die Anode abgeben. Andererseits sprechen sie von den zahlreichen Stößen der Elektronen mit den Metaldampf-Atomen. Außerdem kann der Anodenbogentyp auch dann auftreten, wenn der Elektrodenabstand größer ist als die mittlere freie Weglänge der Elektronen.

Die Vorstellung, daß im Anodenbogen die von der Kathode kommenden Elektronen den weitaus größten Teil ihrer im Kathodenfall erlangten kinetischen Energie an die Anode abgeben und auf diese Weise die beobachtete starke Anodenverdampfung verursachen, kann aus folgenden Gründen nicht richtig sein: Während des Stadiums der Bogenzündung ist der Dampfdruck im Spalt noch niedrig, und die Elektronen können noch ihre volle Beschleunigungsenergie an die Anode abgeben und Anodenmaterial

verdampfen, wie von BOYLE und GERMER angegeben. Bei weiterer Dauer der Entladung steigt die Metaldampfdichte jedoch an, und obgleich die Wahrscheinlichkeit für direkte Stoßionisation gering sein wird, können z.B. durch Stufenionisation genügend Ionen erzeugt werden, um vor der Kathode ein so hohes Feld aufzubauen, daß Feldemission der im Bogen beobachteten hohen Elektronenstromdichte möglich ist. Ist dieser Zustand erreicht (Ende des Zünd- oder Aufbaustadiums), dann hat sich der endgültige Bogenmechanismus eingestellt, und es besteht keine Ursache für die Annahme, daß der Ionenstromanteil noch weiter wächst und die Dampfdichte abnimmt. Wegen der hohen, nun konstant bleibenden Dampfdichte können die Elektronen aber nicht mehr nahezu ihre volle kinetische Energie auf die Anode übertragen, wie dies während des Einleitungsstadiums der Fall war.

Wie bereits zu Beginn erwähnt wurde, können nach GERMER und BOYLE [1] zwei Typen der kurzen Feldemissionsbögen auftreten: Anodenbögen, in denen vorwiegend Anodenmetall durch Elektronenbombardement verdampft wird, und Kathodenbögen, in denen einzelne winzige Kathodenflecke infolge Joulescher Erhitzung durch die hindurchfließenden Feldemissionsströme aufgeschmolzen und verdampft werden. Während ein einzelner Anodenbogen auf der Anode einen großen Krater und auf der Kathode eine Aufrauhung (entweder übertragenes Anodenmetall oder geringe Schmelzspuren) erzeugt, ruft ein einzelner Kathodenbogen auf der Kathode eine große Zahl sehr kleiner Flecken und Mulden hervor, die eine große Fläche bedecken und oft entlang von Kratzern liegen. Auf der Anode verursacht der Kathodenbogen entweder überhaupt keine Spur oder eine sehr flache kleine Mulde; diese entsteht nach GERMER [4] durch Bombardement eines Anodenfleckes mit Elektronen, die aus einer zufälligen Anhäufung explodierender Spitzen auf der Kathode austreten. Tab.1 nennt die von den beiden Bogentypen erzeugten Elektroden Spuren sowie die Entstehungsbedingungen.

Tabelle 1

Charakteristiken von Anoden- und Kathodenbögen nach
GERMER und BOYLE [1]

	Anodenbögen	Kathodenbögen
1. Anodenspur	Krater	keine oder flache Mulde
2. Kathodenspur	Aufrauhung	viele kleine Flecke entlang von Kratzern
3. Auftreten bei Potential ≥ 400 V	nie	immer
Auftreten bei Potential ≤ 300 V	manchmal	manchmal
4. Verschweißung	ja	nein
5. Bogen Spannung	9 bis 12 V	13 bis 18 V
6. Zündfeldstärke	$9 \cdot 10^6$ V/cm	$4 \cdot 10^6$ V/cm
7. Materialwanderung (gravimetrisch)	Anode $\rightarrow$ Kathode	Kathode $\rightarrow$ Anode
8. Materialwanderung (radioaktiv best.)	beide Richtungen, result.: Anode $\rightarrow$ Kathode	Kathode $\rightarrow$ Anode

Nach GERMER [4] existiert für die beim Schließen der Kontakte auftretenden kurzen Bögen ein kritischer Elektrodenabstand, unterhalb dessen vorwiegend Anodenbögen, oberhalb dessen nur Kathodenbögen auftreten. Dieser kritische Abstand hat nach GERMER für Pd den Wert $0,5 \cdot 10^{-4}$ cm und für Ag-Kontakte einen Wert von $3 \cdot 10^{-4}$ bis $4 \cdot 10^{-4}$ cm, er hängt nach diesem Autor von der elektrischen Leitfähigkeit des Kontaktwerkstoffes ab. Die unterschiedliche Erosionscharakteristik von Ag- und Pd-Kontakten wird deshalb hauptsächlich auf den Leitfähigkeitsunterschied zurück-

geführt. Da bei Atmosphärendruck der Luftdurchschlag bei einem Elektrodenabstand von etwa 10^{-3} cm erfolgt (Minimum der Paschen-Kurve), führt ein nach dem üblichen Zündmechanismus in Luft eingeleiteter Bogen nach GERMER stets zu einem Kathodenbogen.*

Die bei einer Stromunterbrechung, also bei der Kontaktöffnung, auftretenden Lichtbögen sind nach GERMER dann vom Anodentyp, wenn der Kontaktabstand während der Brenndauer des Bogens kleiner ist als der erwähnte kritische Abstand; sie sind vom Kathodentyp, wenn der Abstand größer ist als dieser kritische Wert. Ein sehr kurzzeitiger Öffnungsbogen sollte demnach stets ein Anodenbogen sein. Ist die Brenndauer jedoch groß genug, so wird bei der Auseinanderbewegung der Kontakte auch einmal der kritische Kontaktabstand überschritten, und der Anodenbogen geht dann in einen Kathodenbogen über.

GERMER und BOYLE [1] sowie GERMER [4] erklärten zwar, daß im Anodenbogen die Anode durch Elektronenbombardement geschmolzen und verdampft wird und daß im Kathodenbogen die einzelnen Kathodenflecke, aus denen die Elektronenemission erfolgt, vorwiegend durch die Joulesche Aufheizung infolge des Engwiderstandes $\rho/4r$ geschmolzen und zur Explosion gebracht werden (wobei auch eine Unterstützung durch Ionenbombardement angenommen wird). Sie lieferten jedoch keine befriedigende Theorie für die beiden Bogenmechanismen und für die Aufspaltung des Kathodenfleckes in unzählige winzige Einzelbögen beim Kathodenbogen. Die erwähnte Abhängigkeit des kritischen Elektrodenabstandes von der elektrischen Leitfähigkeit des Elektrodenmaterials wurde nicht bewiesen.

ATALLA [5] stellte beim Schließen von Kontakten (bei Kondensatorentladungen) bei einer Spannung von 250 V ebenfalls zwei verschiedene Bogentypen fest: Zwischen Pd-Kontakten wurde bei sehr kurz dauernden Bögen

* Im Gegensatz zu dem durch Feldemission eingeleiteten Bogen, der sowohl zum Anodenbogen als auch zum Kathodenbogen führen kann.

($t_B < 1,5 \cdot 10^{-7}$ sec) ein Materialverlust der Anoden und ein Materialgewinn der Kathoden beobachtet. Bei längerer Bogendauer ($t_B > 1,5 \cdot 10^{-7}$ sec) trat eine Materialwanderung von der Kathode zur Anode auf. Mit steigender Stromstärke verschiebt sich der Übergang zwischen den beiden Formen der Materialwanderung zu kürzerer Bogendauer t_B . Diese Umkehr wurde auch an Fe- und Ni-Kontakten festgestellt, während bei Ag- und Au-Kontakten keine Umkehr bis herauf zu einer Bogendauer von ca. $4 \cdot 10^{-7}$ sec festgestellt wurde. Dagegen traten bei einer Potentialdifferenz von 500 V nur solche Bögen auf, die - unabhängig von der Bogendauer - eine Materialwanderung von der Kathode zur Anode verursachten.

Auch bei der Kontaktöffnung beobachtete ATALLA zwischen Pd-Kontakten Materialwanderung zur Kathode (also Anodenbögen) bei kurzer Bogendauer und Materialwanderung zur Anode (also Kathodenbögen) bei langer Bogendauer. Er schloß daraus, daß kein grundsätzlicher Unterschied zwischen Schließungs- und Öffnungsbögen und der von diesen hervorgerufenen Kontakt-erosion bestehe, wenn nur die Zündbedingungen die gleichen seien.

ATALLA nahm für den kurzen Bogen, d.h. bei Zündspannungen unterhalb des Paschen-Minimums, ebenfalls den Feldemissionsmechanismus nach KISLIUK [2] an. Durch Kombination der Fowler-Nordheimschen mit der Mackeownschen Gleichung (1) errechnete er j_+ in Abhängigkeit von j_+/j_- . Es ergab sich, daß in einem weiten Bereich von j_+/j_- die Ionenstromdichte j_+ sich nur wenig mit j_+/j_- ändert (j_+ sinkt schwach mit wachsendem j_+/j_-), d.h. daß kurze Bögen (oder allgemein alle Feldemissionsbögen) mit einer konstanten Ionenstromdichte vor der Kathode brennen. Ein solcher Bogen zündet nach ATALLA dann, wenn die Leistungsdichte der die Anode bombardierenden Elektronen groß genug ist, um einen Anodenfleck so stark zu erhitzten, daß Verdampfung erfolgen kann; der Bogen brennt also

anfangs im Anodendampf. Der Anodenfleck hat in diesem Stadium eine minimale Ausdehnung, so daß die Wärmeabfuhr und Elektronenenergie noch klein ist und ein maximaler Energiebeitrag für die Verdampfung zur Verfügung steht. Ursprünglich hat der Kathodenfleck dieselbe Größe wie der Anodenfleck. Die Elektroden, die sich der Anode nähern, werden jedoch nach außen gestreckt. Mit der Elektrodenoberfläche wächst ebenfalls der Durchmesser des Anodenflusses stärker als der des Kathodenflusses. Die effektive Länge eines Elektronenweges und damit auch die Anzahl der Ionisierungen pro Strecke nimmt zu. Das Verhältnis j_+/j_- wächst mit der Größe des Anodenflusses, j_- sinkt mit zunehmendem j_+/j_- .

Die Verdampfungsrate der Anode nimmt also nach ATALLA aus drei Gründen zu: a) Die durch Wärmeleitung abgeführte Energie wächst proportional zum Durchmesser des Anodenflusses, b) die Elektronenstromdichte nimmt mit der Elektrodenoberfläche ab; c) die durchschnittliche Elektronenenergie wird infolge einer Zunahme der inelastischen Stöße geringer. Begegegnet wird der Kathodenfleck von einem Ionenstrom nahezu konstant bleibender Stromdichte bombardiert, obwohl er ebenso wie der Anodenfleck wächst, so daß die Gesamtenergiezufuhr zur Kathode steigt. ATALLA kommt deshalb zu dem Schluß, daß alle Umstände auf eine Verlagerung der Energiezufuhr zur Anode und auf eine Steigerung der Energiezufuhr zur Kathode hin wirken. Ist die Ionenstromdichte noch genug, so erfolgt Kathodenverdampfung. Dem Einsetzen der Kathodenverdampfung entspricht nach ATALLA ein kritischer Wert von j_+/j_- , der von den physikalischen Eigenschaften der Elektrodenmetalle abhängt. Daraus folgert er, daß Kathodenverdampfung bei Pd-, Pt-, Ni- und Fe-Kontakten bereits zu Beginn des Bogens beteiligt ist, während sie bei Ag, Al und Cu erst später einsetzt, und zwar dann, wenn j_+/j_- den Wert 0,11 bzw. 0,072 bzw. 0,065 übersteigt. Mit Beginn der Kathodenverdampfung entsteht vor der Kathode ein Gebiet

hohen Druckes, was eine zusätzliche Streuung der Elektronen bewirkt und zu einer weiteren Ausdehnung des Anodenfleckes mit daraus resultierender Verringerung der Verdampfung führt. Der Durchmesser des Anodenfleckes wird dann schließlich so groß im Vergleich zum Kathodenfleck, daß die Kathodenverdampfung die Anodenverdampfung überwiegt.

Die Schließungsbögen, die bei 500 V mittels des Luftdurchschlagsmechanismus eingeleitet werden, sind nach ATALLA deshalb Kathodenbögen, weil bei dem großen Elektrodenabstand von $3 \cdot 10^{-3}$ cm bei der Zündung so viele Gasmoleküle im Spalt vorhanden sind, daß praktisch kein Elektron ohne elastischen oder inelastischen Stoß zur Anode gelangt, d. h. weil die Anode durch die Gasmoleküle abgeschirmt wird. Diese Bögen brennen also anfänglich in Luft, bis infolge der Kathodenverdampfung so viel Kathodenmetалldampf im Spalt vorhanden ist, daß der Bogen in diesem weiterbrennen kann.

ATALLA stellte damit eine in vielem befriedigende Theorie des Bogenmechanismus und des Überganges vom Bogen-
typ mit überwiegender Anodenverdampfung (Anodenbogen)
zum Typ mit überwiegender Kathodenverdampfung (Kathoden-
bogen) auf. Er erklärte jedoch nicht den
Ü b e r g a n g v o m e i n f a c h e n z u m
d i s p e r s e n K a t h o d e n f l e c k ,
der auch unterhalb der Mindest-Luftdurchschlagsspannung auftreten kann. Auf diesen dispersen Kathodenfleck geht ATALLA überhaupt nicht ein.

Es erscheint zwar plausibel, daß bei sehr großen Abständen, wenn der Bogen also durch einen Luftdurchschlag gezündet wird, die Abschirmwirkung der primär vorhandenen Gasmoleküle die Anodenverdampfung verhindert und dadurch zur Ausbildung eines Kathodenbogens führt. Man kann jedoch einwenden, daß auch unmittelbar nach der Zündung

des Anodenbogens eine solche Abschirmung durch die Atome des Metaldampfes wirksam sein müßte, da ja auch dann, trotz des kleinen Elektrodenabstandes, das Produkt $p \cdot d$ und damit die Teilchenzahl im Spalt groß ist. Wäre dies der Fall, dann müßte praktisch jeder Bogen nach sehr kurzer Zeit* in einen Kathodenbogen übergehen. Das Experiment zeigte jedoch, daß dies durchaus nicht der Fall ist (es existieren Anodenbögen von endlicher Dauer). Die Ergebnisse von ATALLA wurden mit einer sehr großen Anzahl von Schaltungen erzielt; nach etwa 10^4 bis 10^6 Schaltungen (Lichtbögen) wurden dabei die Volumina der an der Kontaktstelle entstandenen Vertiefungen oder Erhebungen mikroskopisch gemessen. Es besteht deshalb die Möglichkeit, daß der Umschlag des Anodenbogens in den Kathodenbogen mit der Bogendauer in Wirklichkeit auf eine Vergrößerung des Abstandes zurückzuführen ist: Der Bogen zündet sicher zwischen Spitzen, die von den vorhergegangenen Schaltungen herrühren; diese werden bereits unmittelbar nach der Zündung explosionsartig verdampft, und der Abstand beträgt dann für den Rest des Bogens ein Vielfaches des kritischen Abstandes, der Bogen geht deshalb in den Kathodenbogen über.

* d.h. bereits unmittelbar nach der Zündung

2. PROBLEMSTELLUNG

Bisher ist noch keine allgemeine Theorie bekannt, welche die Entladungsmechanismen und die Existenzbedingungen der beiden Typen des kurzen Lichtbogens in elektrischen Kontakten vollständig und befriedigend erklärt. Nach dem in der Einleitung Gesagten bedürfen insbesondere die folgenden Punkte noch einer Klärung:

- a) Auf welche Weise kann während der ganzen Brenndauer des Anodenbogens im Anodenkrater die Siedetemperatur des Anodenmetalles aufrechterhalten werden, obwohl die von der Kathode kommenden Elektronen ihre kinetische Energie bereits zum größten Teil vor Erreichen der Anode an die Atome des Metaldampfes abgeben? Eine solche Energieabgabe muß auf jeden Fall stattfinden, da die Teilchendichte sehr hoch ist, und da wegen des Ionenstrom-Anteils von 10 bis 15 % vor der Kathode zahlreiche elastische und inelastische Stöße zwischen Elektronen und Atomen notwendig erfolgen müssen.
- b) Welche wesentlichen Unterschiede bestehen zwischen dem Entladungsmechanismus des Anodenbogens und dem des Kathodenbogens?
- c) Lassen sich genau definierte Bedingungen angeben, bei denen entweder der Anodenbogen oder der Kathodenbogen auftritt, und existieren die beiden Bogen-typen allgemein für jeden Elektrodenwerkstoff? Diese Frage betrifft insbesondere den "kritischen Elektrodenabstand", der nach GERLBER die Existenzgebiete der beiden Entladungsformen trennt. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß er nur von der elektrischen Leitfähigkeit der Elektrodenwerkstoffe abhängt.
- d) Hängt der kritische Elektrodenabstand nur von der Anode oder der Kathode, oder hängt er von den Eigenschaften der beiden Elektroden ab?

- e) Wie ist zu erklären, daß im Kathodenbogen nicht nur Kathodenverdampfung, sondern auch eine Aufspaltung des Bogenfußpunktes und demzufolge des Bogenkanales stattfindet?

Ziel der vorliegenden Arbeit war es deshalb, die Eigenschaften der kurzen Bögen zwischen den verschiedensten Elektrodenwerkstoffen zu untersuchen und befriedigende Antworten auf die obigen Fragen zu finden. Durch Ermittlung eines gesetzmäßigen Zusammenhanges zwischen den einzelnen Untersuchungsergebnissen sollte eine allgemeine Theorie gewonnen werden, die die Entladungsmechanismen und die Existenzbedingungen der beiden Bogentypen befriedigend erklären kann.

3. VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

Die meisten in der Literatur beschriebenen Untersuchungen über die kurzen Lichtbögen in Kontakten wurden entweder bei der Kontaktschließung oder bei der Kontaktöffnung durchgeführt. Der Schließungslichtbogen wurde hierbei auf die Weise erzeugt, daß ein Kondensator oder ein Koaxialkabel auf eine bestimmte Spannung aufgeladen wurde und dann der Kontakt im Entladekreis langsam geschlossen wurde. Je nach der Höhe der Kondensatorspannung zündet dann bei einem bestimmten Kontaktabstand ein Lichtbogen, und zwar bei Spannungen von 50, 300 und 400 V bei Abständen von etwa 0,1, 0,6 bzw. 10 μ [6]. Diese Zuordnung von Zündspannung und Elektrodenabstand gilt aber nur im statischen Fall. Wenn der Kontakt mit nicht sehr geringer Geschwindigkeit geschlossen wird, wie es bei den beschriebenen Versuchen zum Teil üblich war, dann kann infolge der meistens auftretenden Zündverzögerung der Abstand viel kleiner werden, als oben angegeben. Bei sehr großen Schaltzahlen gibt es keine reproduzierbare Zuordnung zwischen dem Elektrodenabstand und dem Bogentyp bzw. der durch den Bogen verursachten Erosion.

Bei den eigenen Untersuchungen, die in der hier vorliegenden Arbeit beschrieben werden, wurde deshalb auf die Einhaltung eindeutiger und reproduzierbarer Elektrodenabstände geachtet: Es wurden nur Einzelbögen zwischen sorgfältig polierten Elektroden untersucht. Für jeden einzelnen Bogen wurde der Elektrodenabstand auf den gewünschten Wert eingestellt, dann wurde die zur Zündung nötige Spannung angelegt.

Die Versuchsanordnung, mit der sich der Elektrodenabstand auf $\pm 0,2 \mu$ genau einstellen ließ, ist in Abbil-

dung 1 schematisch dargestellt. Auf einer Eisengrundplatte befindet sich ein Lagerbock, an dem mittels einer Stahlfeder ein Balken befestigt ist, und zwar so, daß er sich nur um einen sehr kleinen Winkel um die horizontale Achse drehen läßt. Diese Lagerung hat für kleine Drehwinkel eine genau definierte Drehachse. In einem Abstand von 120 mm von der Drehachse besitzt der Balken eine Spitze, die auf einer Mikrometerschraube ruht. Der Umfang der Mikrometerschraube ist in $1/100$ mm eingeteilt, so daß sich $2,5 \mu$ noch auf ihr ablesen lassen. Im Abstand 12 mm von der Drehachse des Balkens kann eine stabförmige Elektrode K_1 von 0,5 bis 2 mm Durchmesser so festgeklemmt werden, daß ihre Achse parallel zur Drehachse des Balkens und senkrecht zur Längsachse des Balkens verläuft. Drehachse des Balkens, Aufspitze und Kontaktstäbchen liegen auf einer Verbindungsgeraden.

Die Gegenelektrode K_2 mit ebenfalls horizontaler Achse schließt mit der oberen Elektrode K_1 einen Winkel von 90° ein. Sie wird auf einer Schwalbenschwanzführung befestigt, die eine Verschiebung in Richtung der Winkelhalbierenden zwischen den beiden Elektrodenachsen gestattet.

Durch diese Anordnung erhält man eine Untersetzung der Mikrometerverschiebung von 1 : 10, d. h. bei Verschiebung der Mikrometerspitze um 10μ wird der Elektrodenabstand um 1μ verändert. Um sicher zu sein, daß auch eine eindeutige und reproduzierbare Abstandseinstellung erfolgte, wurde vor dem Beginn der Versuche die Änderung des Elektrodenabstandes in Abhängigkeit von der Drehung der Mikrometerschraube mittels eines Mikroskopes ermittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 2 graphisch dargestellt; der Zusammenhang ist eindeutig linear. Auf diese Weise wurde auch festgestellt, daß die Lagerung des Bal-

kens mittels der Feder tatsächlich keinen störenden Fehler ergab. Bei den Versuchen wurde der Abstand jedoch nur mittels der Mikrometerschraube eingestellt, da sich der Nullpunkt, d. h. die Einstellung, bei der sich die Elektroden gerade noch berühren, mikroskopisch nicht genau genug einstellen ließ. Von Zeit zu Zeit wurde jedoch die Kontrolle mit dem Mikroskop wiederholt, hierbei wurde keine Abweichung gefunden. Für die genaue Abstandseinstellung ist eine gute Reproduzierbarkeit des Nullpunktes erforderlich. Zu diesem Zweck liegt parallel zur Bogenstrecke ein Hilfsstromkreis (Abb. 3), bestehend aus einer Spannungsquelle mit einer Spannung unter 0,1 V (unterhalb der Frittspannung von Oberflächenschichten), einem Widerstand, einem Mikroamperemeter und einem Tastschalter mit Goldkontakten. Am Mikroamperemeter läßt sich auf diese Weise der Punkt der letzten Berührung bei der Kontaktöffnung bei sehr gut polierten Elektroden mit einer Genauigkeit von 0,2 μ feststellen. Schlechte Einstellbarkeit des Nullpunktes ergab sich dann, wenn die Elektroden mit dünnen Oxydschichten bedeckt oder noch zu rauh waren.

Die elektrische Schaltung zur Erzeugung der Bogenstrom-Impulse definierter Dauer ist aus Abbildung 3 ersichtlich. Da es wünschenswert war, mit annähernd rechteckförmigen Stromimpulsen zu arbeiten, um auch den Einfluß der Bogendauer genauer untersuchen zu können, und da mit ziemlich hohen Stromstärken gearbeitet wurde, diente als Impulserzeuger eine Laufzeitkette aus Kapazitäten und Induktivitäten. Der Entladewiderstand wurde möglichst induktionsfrei hergestellt, er bestand aus zwei Teilen: Einem Meßwiderstand von 1 Ohm zur oszillographischen Strommessung und einem in Serie dazu geschalteten Widerstand von 3,2 Ohm. Der günstigste Gesamtwiderstand von 4,2 Ω war

experimentell ermittelt worden. Der theoretische Abschlußwiderstand, der gleich dem Wellenwiderstand des Kettenleiters sein soll, ergab sich zu $R_W = \sqrt{\frac{L}{C}} = 3,65 \text{ Ohm}^*$. Da die gesamte Impulsdauer proportional der Anzahl der Kettenglieder ist, konnte durch Variieren der Gliederzahl die gewünschte Impulsdauer leicht eingestellt werden. Die Abbildung 4 zeigt den Verlauf des Stromimpulses. Die Abweichung von der Rechteckform ist nicht von Bedeutung**.

Der Entladestrom durfte keine Schwingungen ausführen, damit stets eine eindeutige Elektrodepolarität gegeben war.

Die Impulsdauer wurde zwischen 0,2 und 2,0 μsec variiert, die Stromstärke betrug je nach der Höhe der Aufladespannung 20 bis 50 A. Als Ladespannungsquelle diente eine Trockenbatterie. Die Batteriespannung (Ladespannung) mußte dem Elektrodenabstand angepaßt werden: $U_{\text{Batt}} = 280 \text{ V}$ für $d \leq 2 \mu$, $U_{\text{Batt}} = 350 \text{ V}$ für $2 < d \leq 6 \mu$ und $U_{\text{Batt}} = 420 \text{ V}$ für $d > 6 \mu$. Durch Schließen des Entladeschalters bei aufgeladenem Energiespeicher wurde die Ladespannung an die Elektroden angelegt und der Bogen gezündet. Gleichzeitig wurde durch Öffnen des Aufladeschalters die Ladebatterie abgetrennt, um Zündung eines zweiten Bogens zu vermeiden.

Die Zündung jedes einzelnen Bogens erfolgte in nachstehender Reihenfolge:

- a) Einstellung des Nullpunktes des Elektrodenabstandes mittels des Hilfsstromkreises und der Mikrometerschraube,
- b) Einstellung des gewünschten Kontaktabstandes mit der Mikrometerschraube,

* L , C bedeuten hier die Induktivität und Kapazität pro Kettenglied

** In einer Reihe von Versuchen wurde festgestellt, daß bei Verwendung nur eines Kondensators anstelle des Kettenleiters keine abweichenden Ergebnisse auftraten. In diesem Fall war der Entladewiderstand so gewählt worden, daß der Stromverlauf gerade nach der aperiodischen Grenzkurve erfolgte.

- c) Öffnen des Aufladeschalters und Schließen des Entladeschalters, Zündung des Bogens,
- d) Öffnen des Entladeschalters und Schließen des Aufladeschalters,
- e) abermalige Kontrolle des Elektrodenabstandes,
- f) Öffnen des Prüfkontaktes, Verschiebung der unteren Elektrode um etwa 0,1 mm, dann wieder Beginn mit a).

Die Elektroden bestanden aus mechanisch polierten Drähten (meist von 1,5 mm Durchmesser), sie wurden nach dem Polieren erst mit destilliertem Wasser, dann mit reinem Alkohol gespült und dann mit einer Ultrarotlampe getrocknet. Vor jedem Versuch wurden die Elektroden frisch gereinigt.

Bei den Wolframelektroden hatte sich anfangs gezeigt, daß der Nullpunkt schlecht einstellbar war, da beim Polieren eine Oxydschicht auf der Oberfläche gebildet wurde. Die Wolframstäbe wurden deshalb nach dem Polieren in heiße Natronlauge getaucht, um die Oxydschicht zu entfernen. Nach dieser Behandlung ließ sich auch bei Wolfram der Elektrodenabstand gut einstellen.

Elektrodenwerkstoffe

Die Untersuchungen erfolgten bei Elektrodenabständen von 0,5 bis 8 μ und mit den folgenden Elektrodenkombinationen:

1. Symmetrische Elektroden aus Cu, Ag, Au, Pd, Pt, W, Ag 70 Pd 30, Ag 40 Pd 60, Pd 90 Cd 10, Pd 90 In 10, Pt 95 W 5, Pt 91,5 Ni 8,5
2. Kathode aus W, Anoden aus Ag, Au, Pd, Pt.
3. Anode aus W, Kathoden aus Ag, Au, Pd, Pt.
4. Kathode aus Ag, Anode aus Pd.
5. Kathode aus Pd, Anode aus Ag.

4. ERGEBNISSE

4.1 Symmetrische Elektrodenanordnung; reine Metalle

Die Ergebnisse zeigten, daß sich die beiden Erosionstypen nach GERMER [4] reproduzierbar verwirklichen lassen. Der kritische Abstand für den Übergang vom Anoden- zum Kathodenbogen ist in den vorliegenden Untersuchungen zu etwas größeren Werten verschoben, als bei GERMER. Dies ist leicht verständlich, wenn man bedenkt, daß der Oberflächenzustand diesen Abstand beträchtlich beeinflusst und daß die Versuchsmethoden voneinander abweichen: GERMER hatte erst bei feststehenden Elektroden durch langsame Spannungssteigerung die Zündspannung als Funktion des Abstandes bestimmt und damit eine Eichkurve erhalten. Bei der Ermittlung des kritischen Abstandes hat er dann die Elektroden einander mit einer Geschwindigkeit von $6 \cdot 10^{-4}$ cm/sec genähert; aus der an den Elektroden liegenden Spannung und der Eichkurve schloß GERMER dann auf den bei der Bogenzündung vorliegenden Abstand. Die eigenen Untersuchungen hatten aber gezeigt, daß gerade bei sehr gut polierten Kontakten beträchtliche Zündverzögerungen auftreten können. Diese Zündverzögerungen haben zur Folge, daß die Bogenzündung bei kleineren Abständen als im statischen Fall erfolgt. Die Germerschen Werte für den kritischen Abstand sind demzufolge eher etwas zu niedrig. Bei den hier beschriebenen Untersuchungen beeinflussen dagegen Spannung und Zündverzögerung den Zündabstand nicht mehr.

Die für die beiden Bogentypen charakteristischen Spuren auf den Elektroden sind in den Abbildungen 5 und 6 gezeigt. Die Kathodenbögen verursachen auf der Anode meist eine Vielzahl kleiner sanfter Schmelzmulden (nach GERMER sollten sie entweder keine Spur oder nur einige wenige Mulden erzeugen).

Die Anzahl der bei verschiedenen Elektrodenabständen und symmetrischen Kontaktanordnungen berücksichtigten Bögen und die prozentuale Häufigkeit der Anodenbögen sind in

Tabelle 2

Häufigkeit der Anodenbögen bei symmetrischen Elektrodenkombinationen:

Z = Gesamtzahl der Bögen; H = Häufigkeit der Anodenbögen;

d = Elektrodenabstand

Elektroden	d [μ]	1	2	3	4	5	6	7
Ag	Z	70	80	60	70	50	65	35
	H %	100	95	80	70	45	40	0
Au	Z	45	40	50	50	50	50	40
	H %	100	100	75	53	46	24	12
Cu	Z	25	25	25	25	25	25	25
	H %	100	100	100	60	20	0	0
Pd	Z	65	55	55	60	50	35	35
	H %	83	39	11	9	0	0	0
Pt	Z	35	50	40	35	35	25	
	H %	77	25	19	6	0	0	
W	Z	45	40	50	40	35	25	25
	H %	90	73	40	16	0	0	0
Pd60Ag40	Z	35	35	30	30	30		
	H %	100	87	80	78	54		
Pd30Ag70	Z	35	30	35	30	25		
	H %	95	85	81	77	50		
Pt95W5	Z	30	30	35	35	25		
	H %	87	39	4	0	0		
Pt91,5Ni8,5	Z	25	50	60	30			
	H %	77	44	5	0			
Pd90Cd10	Z	45	45	45	45	25		
	H %	93	69	39	22	11		
Pd90In10	Z	45	45	50	30	25		
	H %	91	63	27	11	4		

Tabelle 2 zusammengestellt. In Abbildung 9 ist die prozentuale Häufigkeit der Anodenbögen als Funktion des Elektrodenabstandes graphisch dargestellt. Im Gegensatz zu GEMER soll hier als kritischer Abstand derjenige Elektrodenabstand bezeichnet werden, bei dem 50 % Anoden- und 50 % Kathodenbögen auftraten. Die kritischen Abstände für die verschiedenen Elektrodenmaterialien sind aus Abbildung 9 zu entnehmen; sie sind in der Tabelle 4 zusammen mit denjenigen für unsymmetrische Elektrodenkombinationen wiedergegeben (Seite 28a). Die Verteilungsfunktion für die Anodenbögen (Abbildung 9) ist in dem betrachteten Stromstärkebereich von 20 bis 50 A von der Stromstärke unabhängig.

Einfluß von Oberflächenschichten

Kupfer unterscheidet sich zwar nur wenig in seinen physikalischen Volumeneigenschaften von Ag, kann jedoch beträchtliche Unterschiede in seinem Oberflächenzustand aufweisen, da es leicht oxydiert wird, während eine Oxydation der Ag-Oberfläche entweder überhaupt nicht oder nur extrem langsam vor sich geht, so daß hier keine Oxydhaut berücksichtigt werden muß. Bei Cu muß man jedoch mit Sicherheit mit einem Oxydfilm unbestimmter Dicke rechnen. Es wurden deshalb auch Versuche mit absichtlich oxydierten Cu-Elektroden durchgeführt: Cu-Elektroden wurden 2,5 Stunden bei 100 ° C erwärmt, sie zeigten dann eine rötliche Anlauffarbe. Die oxydierten Kontakte ergaben weder eine Verschiebung des kritischen Abstandes, noch war das Aussehen der durch die Lichtbogenfußpunkte erzeugten Elektrodenspuren anders als bei den nicht oxydierten. Ein Unterschied zeigte

sich nur in der minimalen Zündspannung, die z.B. bei nicht oxydierten Elektroden von $1 \cdot 10^{-4}$ cm Abstand 280 V und bei oxydierten Elektroden von ebenfalls $1 \cdot 10^{-4}$ cm Abstand 210 V betrug, d.h. die Zündfeldstärke wurde durch die Oxydbedeckung von $2,8 \cdot 10^6$ V/cm auf $2,1 \cdot 10^6$ V/cm gesenkt.

4.2 Unsymmetrische Elektrodenanordnung; reine Metalle

Um genauere Einzelheiten über den Mechanismus der beiden Bogentypen zu erfahren, erwies es sich als zweckmäßig, von der symmetrischen Elektrodenanordnung abzugehen und auch unsymmetrische Paarungen zu verwenden. Auf diese Weise sollte zunächst untersucht werden, welche Elektrode - Anode oder Kathode - den Bogenmechanismus vorwiegend beeinflusst. Für diese Versuchsreihe wurden hauptsächlich Kombinationen der verschiedenen Werkstoffe mit Wolfram gewählt:

W-Kathoden gegen Anoden aus Ag, Au, Pd und Pt,

W-Anoden gegen Kathoden aus Ag, Au, Pd und Pt.

Wolfram wurde als Gegenelektrode vor allem deshalb ausgewählt, weil es sich in seinem Schmelzpunkt sehr von allen übrigen Materialien unterscheidet und deshalb die geringste Erosion durch den Lichtbogen erwarten ließ. Außerdem konnten gerade auf Wolfram sehr geringe Spuren des von der anderen Elektrode übertragenen Metalles relativ gut nachgewiesen werden.

Einige Versuche wurden auch mit den niedrig schmelzenden unsymmetrischen Elektrodenkombinationen Pd-Kathode/Ag-Anode und Ag-Kathode/Pd-Anode durchgeführt.

4.2.1 W-Kathoden (Abbildung 7)

Anodenbögen erzeugen bei dieser Kombination auf der Anode die typischen Anodenkrater. Diese unterscheiden sich für Ag-, Au-, Pd- und Pt-Anoden qualita-

tiv überhaupt nicht voneinander. Sie sind meistens innen sehr glatt und am Rande durch einen deutlichen - meist rauhen - Ringwall begrenzt. Sehr oft findet man noch in einem weiten Umkreis um den Krater herum radial nach außen geschleudertes Metall in Form von erstarrten Spritzern. Bei Elektrodenabständen unter 2μ werden die Anodenbögen vorzeitig durch metallische Überbrückung des Spaltes kurzgeschlossen, so daß die Kraterdurchmesser hier sehr klein sind. Man kann deshalb bei so kleinen Abständen keine Abhängigkeit der Kratergröße vom Anodenwerkstoff ermitteln. Erst oberhalb etwa 2μ treten Anodenbögen auf, deren Brenndauer gleich der durch den Impulsgeber bestimmten Impulsdauer ist. In diesen Fällen lassen sich quantitative Unterschiede zwischen den auf den verschiedenen Anoden erzeugten Kratern feststellen: Die kleinsten Krater treten auf einer W-Anode auf. Auf Ag- und Au-Anoden betragen die Kratervolumina bei gleicher Stromstärke und bei gleichem Elektrodenabstand etwa das 1,7fache des Kratervolumens auf Wolfram. Zwischen Ag und Au selbst besteht kein Unterschied. Das Volumen des Kraters auf der Pd-Anode beträgt sogar das 2,5fache des W-Kraters. In Tabelle 5 sind die Kratervolumina für Anodenbögen von 0,5 und $1,2 \mu\text{sec}$ Dauer wiedergegeben (Seite 30a).

Die Ermittlung der Kratervolumina erfolgte durch mikroskopische Ausmessung. Die Kratertiefe betrug durchschnittlich $1/5$ des Kraterdurchmessers. Für die Berechnung des Volumens wurde näherungsweise ein Rotationsellipsoid mit den Halbachsen $a = r_A$ und $b = 0,4 r_A$ zugrunde gelegt.

Auf der W-Kathode erzeugt der Anodenbogen unabhängig vom Anodenmaterial einen rauhen oder welligen Fleck oder eine flache, rauhe Erhebung. Der Durchmesser dieses Fleckes ist etwas kleiner als der des zugehörigen Anodenkra-

ters. Um den Fleck bzw. die Erhebung herum befindet sich meistens verspritztes Metall - entweder mehr in Form eines Ringwalles analog demjenigen auf der Anode, oder in Form von radial nach außen verlaufenden Spritzern oder Tropfen. Die Natur dieser Kathodenspuren ließ sich besonders gut bei der Kombination W-Kathode/Ag-Anode bestimmen: Die W-Kathode wurde in heiße Salpetersäure getaucht. Nach einigen Minuten war dann das verspritzte Metall völlig verschwunden, von der zentralen Aufrauung oder Erhebung blieb nur noch eine kaum wahrnehmbare sehr sanft gewellte Fläche übrig, deren Durchmesser etwa halb so groß war als der ursprüngliche Fleckdurchmesser. Da Wolfram in Salpetersäure unlöslich ist, besteht die Kathodenspur vollständig aus erstarrtem Anodenmetall. An der Beschaffenheit des Ag-, Au- oder Pd-Niederschlages auf der Kathode erkennt man, daß das Anodenmetall nicht durch Kondensation aus der Dampf-Phase, sondern in schmelzflüssigem Zustand auf die Kathode gelangte.

Als Kathodenfußpunkt des Bogens kann man den nach dem Ablösen des Anodenmetalles zurückbleibenden kleinen sanft welligen Fleck annehmen.

K a t h o d e n b ö g e n rufen auf der Anode die gleichen Spuren hervor, wie bei symmetrischen Elektroden: Häufig eine Anzahl kleinerer im allgemeinen sehr sanfter Schmelzmulden mit sehr glatten Rändern (glatte, abgerundete Wälle), die manchmal aneinander grenzen oder sich überlappen, manchmal auch weiter auseinander liegen. Der maximale Durchmesser der Mulden ist 10 bis 15 μ . Oft zeigt dieser Anodenbezirk auch eine Anlauffarbe. Häufig entsteht statt der diskreten sanften Mulden eine ziemlich unregelmäßige, ausgedehnte und leicht wellige Schmelzstelle. Bei großen Elektrodenabständen treten häufig keine Schmelzspuren mehr auf der Anode auf, der Anodenfleck ist dann meist nur noch durch eine schwache

Anlauffarbe erkennbar.

Auf der W-Kathode hinterläßt der Kathodenbogen häufig überhaupt keine Spur, manchmal ist der Kathodenfleck durch eine Anlauffarbe erkennbar, und manchmal besteht er aus mehreren diskreten Pünktchen von etwa 1 bis 5 μ Durchmesser.

4.2.2 W-Anoden (Abbildung 8)

Die von A n o d e n b ö g e n bei diesen Kombinationen auf den Elektroden hervorgerufenen Spuren unterscheiden sich etwas von denen, die bei umgekehrter Kombination erzeugt werden: Auf der W-Anode entsteht ein meist flacher und rauher Krater. Die Kraterwandung, die bei den niedrig schmelzenden Anoden (Ag, Pd) meistens sehr glatt ist, oder höchstens aus zwei bis drei großen und glatten, sich überlappenden Teilmulden besteht, ist nunmehr aus sehr vielen kleinen Teilmulden zusammengesetzt; sie erhält dadurch ein besonders welliges oder rauhes Aussehen*.

Auf der Kathode erzeugt der Anodenbogen einen sehr rauhen Fleck von der Ausdehnung des Anodenkraters. Er besteht im allgemeinen ebenfalls aus sehr vielen kleinen Vertiefungen und wirkt dadurch, als ob er grob geätzt wäre. Manchmal enthält der Kathodenfleck auch noch eine relativ große Einzelmulde. Die vom Anodenbogen bei der Kombination einer relativ niedrig schmelzenden Kathode mit einer Wolfram-Anode verursachten Spuren stellen demnach eine Art Übergangsstadium zwischen den üblichen Spuren des Anodenbogens und den Spuren des Kathodenbogens dar. Man sollte diesen Bogentyp deshalb zweckmäßiger als "k o n z e n t r i e r t e n K a t h o d e n b o g e n" bezeichnen, im Gegensatz zum üblichen dispersen Kathodenbogen, bei dem die einzelnen Kathodenvertiefungen auf ein großes Gebiet verteilt sind. Der konzentrierte Kathoden-

* Im Gegensatz dazu verursachen Anodenbögen zwischen einer W-Kathode und einer W-Anode auch auf der Wolfram-Anode sehr glatte Krater.

bogen ruft also eine starke Erosion beider Elektroden hervor.

Die d i s p e r s e n K a t h o d e n b ö g e n treten auch bei der Kombination einer W-Anode mit niedrig schmelzender Kathode auf. Die Kathodenspuren auf Ag, Pd und Pt unterscheiden sich jedoch nicht von den bei symmetrischen Elektrodenkombinationen auftretenden.

Auf der W-Anode erkennt man die gleichen sanften Schmelzmulden wie sie bei symmetrischen W-Elektroden oder auch auf niedrig schmelzenden Anoden auftreten. Ihr Durchmesser ist meistens kleiner als $5\text{ }\mu$. Oft sind sie voneinander getrennt, oft überlappen sie sich gegenseitig, manchmal erscheinen sie in regelmäßiger Reihenanordnung, manchmal unregelmäßig verteilt. In letzterem Fall entsteht dann häufig der Eindruck einer undefinierten welligen Schmelzstelle. Bei geeigneter Beleuchtung erkennt man um die Schmelzstelle eine dunkler angelaufene Zone. Bei großen Elektrodenabständen ($d > 6\text{ }\mu$) ist häufig keine Schmelzspur mehr auf der Anode wahrzunehmen, sondern nur noch eine Anlauffarbe.

Kathodenbögen erzeugen also bei Kombinationen niedrig schmelzender Kathoden (Ag, Au, Pd, Pt) mit Wolfram-Anoden auf beiden Elektroden die gleichen Bogenspuren wie bei symmetrischen Elektrodenpaarungen.

4.2.3 Pd-Kathode / Ag-Anode und Ag-Kathode / Pd-Anode
Bei diesen beiden Kombinationen unterscheiden sich die Erosionsspuren überhaupt nicht von denjenigen bei den entsprechenden symmetrischen Elektrodenpaarungen.

4.2.4 Verteilungsfunktion der Anodenbögen bei unsymmetrischen Elektrodenkombinationen

Tabelle 3 gibt für jede Elektrodenkombination und für jeden Elektrodenabstand die Anzahl der jeweils untersuchten Bögen und die prozentuale Häufigkeit der Anodenbögen

Tabelle 3

Häufigkeit der Anodenbögen bei unsymmetrischen Elektrodenkombinationen:

Z = Gesamtzahl der Bögen; H = Häufigkeit der Anodenbögen;
d = Elektrodenabstand

Elektroden	d [μ]	1	2	3	4	5	6	7
W - Ag+	Z	55	80	70	70	60	40	40
	H %	100	88	69	53	25	17	11
W - Pd+	Z	30	40	35	30	30	25	
	H %	90	88	57	13	5	0	
W - Pt+	Z	30	45	55	55	20	25	
	H %	90	80	54	34	0	0	
Ag- W +	Z	40	60	50	70	35	20	25
	H %	78	32	22	5	3	0	0
Pd- W +	Z	40	35	45	40	25	15	
	H %	66	30	14	8	0	0	
Pt- W +	Z	35	60	60	60	30	20	
	H %	59	39	17	6	0	0	
Ag- Pd+	Z	60	40	45	45	30		
	H %	92	65	38	23	4		
Pd- Ag+	Z	40	60	45	70	25		
	H %	90	58	35	19	0		

wieder. In den Abbildungen 10 und 11 ist der prozentuale Anteil der Anodenbögen als Funktion des Elektrodenabstandes graphisch dargestellt. Diese Anodenbogen-Verteilungsfunktionen unterscheiden sich für die Kombinationen Ag-/W+, Pd-/W+ und Pt-/W+ praktisch nicht voneinander; außerdem stimmen sie nahezu mit den Verteilungsfunktionen für symmetrische Pd- und Pt-Elektroden (Abbildung 9) überein. Für die Kombination W-/Ag+ erhält man dagegen fast die gleiche Verteilungsfunktion der Anodenbögen wie für Ag-/Ag+. Die Kurven für W-/Pd+ und W-/Pt+ stimmen mit keiner der für symmetrische Elektroden erhaltenen Kurven überein, sie verlaufen etwas oberhalb der Kurve für W-/W+.

Die Anodenbogen-Verteilungsfunktionen für Ag-/Pd+ und Pd-/Ag+ unterscheiden sich kaum voneinander, sie verlaufen zwischen den Kurven für Pd-/Pd+ und Ag-/Ag+.

Aus den Verteilungsfunktionen der Anodenbögen wurde der kritische Elektrodenabstand, d. h. der Abstand, bei dem 50 % Anoden- und 50 % Kathodenbögen auftreten, für die unsymmetrischen Elektrodenpaarungen ermittelt. Die kritischen Abstände für die einzelnen Kombinationen sind in Tabelle 4 wiedergegeben (Seite 28a).

4.3 Symmetrische Elektrodenkombinationen, Legierungen

Um den Einfluß der physikalischen Eigenschaften der Elektrodenwerkstoffe auf den kurzen Bogen zu ermitteln, wurden auch Elektroden aus den folgenden Legierungen untersucht:

Ag 40 % Pd 60 %, Ag 70 % Pd 30 %, Pt 95 % W 5 %,

Pt 91,5 % Ni 8,5 %, Pd 90 % Cd 10 %, Pd 90 % In 10 % *.

Die Ag-Pd-Legierungen besitzen wesentlich höhere spezifische Widerstände als reines Pd, ihre Schmelzpunkte liegen zwischen denen von Ag und Pd, ihre Siedepunkte ent-

* Zusammensetzung in Gewichtsprozenten

Tabelle 4

Kritischer Elektrodenabstand d_{krit} * verschiedener Elektrodenmaterialien

Kathode	Cu	Au	Ag	Pd	Pt	W	Pd60 Ag40	Pd30 Ag70	Pd90 Cd10	Pd90 In10	Pt95 W 5	Pt91,5 Ni 8,5
Anode	$d_{krit} [\mu]$											
Cu	4,3											
Au		4,5										
Ag			4,8	2,3		4,2						
Pd			2,5	1,7		3,2						
Pt					1,5	3,2						
W			1,6	1,3	1,3	2,7						
Pd60 Ag40						5,4						
Pd30 Ag70							5,4					
Pd90 Cd10								5,4				
Pd90 In10									2,6			
Pt95 W 5										2,3		
Pt91,5 Ni8,5											1,8	

* Abstand, bei dem 50 % Anoden- und 50 % Kathodenbögen auftreten

sprechen etwa demjenigen von Ag. Diese Legierungen erschienen deshalb besonders geeignet, um die Abhängigkeit des kritischen Elektrodenabstandes von der elektrischen Leitfähigkeit zu untersuchen. Die Pt- und Pd-Legierungen wurden gewählt, um zu prüfen, in welcher Weise Legierungsanteile mit höherem bzw. niedrigerem Schmelz- und Siedepunkt den kurzen Lichtbogen beeinflussen.

Die von den beiden Bogentypen auf diesen Legierungen erzeugten Bogenspuren entsprechen im Aussehen völlig denen auf reinen Metallen. Die Anodenbogen-Verteilungsfunktionen sind in Abbildung 12 wiedergegeben, die daraus ermittelten kritischen Elektrodenabstände in Tabelle 4. Die mit den Legierungen gewonnenen Ergebnisse sind besonders interessant, da sich für die Elektroden aus Ag-Pd-Legierungen trotz der geringen elektrischen Leitfähigkeit dieselbe Anodenbogen-Verteilungsfunktion und derselbe kritische Abstand ergibt, wie für reine Ag-Elektroden.

Elektroden aus den Pt-W- und Pt-Ni-Legierungen verhalten sich wie reine Pt-Elektroden. Die kritischen Abstände sind für Pd-Cd- und Pd-In-Elektroden größer, als für Pd-Elektroden, obwohl Pd eine höhere Leitfähigkeit besitzt.

4.4 Der Einfluß der Bogendauer

Die bisher besprochenen Ergebnisse wurden alle an Bögen der Brenndauer $t_B \leq 0,8 \text{ } \mu\text{sec}$ für Anodenbögen und $0,4 \leq t_B \leq 0,8 \text{ } \mu\text{sec}$ für Kathodenbögen gewonnen. Bei Anodenbögen kann die untere Grenze der Bogendauer nicht angegeben werden, da diese Bögen meistens durch eine

Verschweißung beendet wurden, sie dürfte aber bei etwa $0,1 \mu\text{sec}$ liegen. Eine Vergrößerung der Bogendauer bis $t_B \approx 2 \mu\text{sec}$ ergab jedoch bei den Kathodenbögen keine qualitativen Änderungen. Anodenbögen von $2 \mu\text{sec}$ Dauer konnten kaum erzeugt werden, da bei den kleinen Elektrodenabständen vorzeitig Verschweißen eintrat und bei den größeren Abständen - wenn kein Verschweißen erfolgte - der Bogen nach etwa $1 \mu\text{sec}$ meistens in einen Kathodenbogen überging. Dieser Übergang war an der Erhöhung der Bogenspannung und an dem gemeinsamen Auftreten einer konzentrierten und einer dispersen Elektrodenspur zu erkennen.

Die Versuche mit verschiedener Bogendauer zeigten, daß der Durchmesser des von einem Anodenbogen erzeugten Kraters annähernd mit $t_B^{1/3}$ wächst, daß also das Kratervolumen proportional der Bogendauer und der Bogenenergie wächst. Tabelle 5 (S. 30a) gibt die Ergebnisse aus je 20 Messungen bei $t_B = 0,5 \mu\text{sec}$ und bei $t_B = 1,2 \mu\text{sec}$ wieder, und zwar für die Elektrodenkombinationen W-/Ag+, W-/Au+, W-/Pd+ und W-/W+.

Bei Kathodenbögen zeigte sich, daß sowohl die Gesamtausdehnung des dispersen Kathodenfleckes, als auch die Anzahl der diesen Fleck bildenden winzigen Mulden mit der Bogendauer zunimmt. Da sich diese kleinen Einzelspuren zum Teil überlagern, und da ihre Durchmesser von ca. $0,1$ bis 5μ reichen, war nicht zu ermitteln, ob ihre Anzahl ebenfalls proportional der Bogendauer ist.

In der Nähe des kritischen Abstandes riefen die Kathodenbögen häufig eine Ansammlung von eng beisammen liegenden sanften kleinen Schmelzmulden hervor, deren Durchmesser meist bei 5μ lag. Die Anzahl dieser Schmelzmulden war annähernd proportional der Bogendauer (Tab. 5a).

Tabelle 5

Abhängigkeit des Anodenkrater-Volumens V_A von der Dauer der Anodenbögen. Kathode: Wolfram. $J_B = 40$ A.

Anodenmaterial	Kratergröße	$V_A [10^{-8} \text{ cm}^3]$		$V_{1,2}/V_{0,5}$
		$t_B=0,5/\text{usec}$	$t_B=1,2/\text{usec}$	
Ag	größter	2,7	6,4	2,4
	kleinster	1,0	2,6	2,6
	Mittelwert	1,8	4,7	2,6
Au	größter	2,2	6,4	2,9
	kleinster	1,3	3,7	2,7
	Mittelwert	1,7	5,0	2,9
Pd	größter	3,4	8,5	2,5
	kleinster	1,3	3,5	2,7
	Mittelwert	2,7	6,5	2,4
W	größter	1,8	5,1	2,8
	kleinster	0,7	1,5	2,1
	Mittelwert	1,1	2,6	2,4

Tabelle 5a

Anzahl Z der von einem Kathodenbogen auf der Anode erzeugten Schmelzmulden für verschiedene Bogendauer t_B .

(Ag-/W+; $d_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ cm; $U_{\text{Batt}} = 350$ V; $I_B = 44$ A)

t_B [usec]	0,5	1,2	2,0
Z	12 bis 15	20 bis 25	30 bis 35

Die Tatsache, daß das Volumen des durch den Anodenbogen erzeugten Anodenkraters proportional mit der Bogendauer wächst, berechtigt zu dem Schluß, auch für den Kathodenfleck eine entsprechende Proportionalität anzunehmen (das geschmolzene Kathodenvolumen läßt sich nicht messen). Dies ist für die später aufzustellenden und für den Bogenmechanismus wesentlichen kathodischen und anodischen Energiebilanzen (S. 44 und S.60) von Bedeutung, da man dann die Beziehungen für stationäre Zustände anwenden kann.

4.5 Die Lichtbogenspannung

Zur Ermittlung der Lichtbogenspannung diente ein Elektronenstrahloszillograph (Tektronix Typ 531) mit einer maximalen Zeitauflösung von $0,04 \mu\text{sec}$ und einer Impulsanstiegszeit von $0,04 \mu\text{sec}$. Die Spannung wurde so nah wie möglich an den Elektroden abgegriffen und mittels eines kurzen Koaxialkabels auf den Oszillographeneingang gegeben. Ein Abschluß des Meßkabels am Oszillographen durch einen dem Wellenwiderstand des Kabels gleichen Widerstand erwies sich als nicht nötig, wie Kontrollmessungen gezeigt hatten. Ein solcher Abschlußwiderstand hätte zu Zündschwierigkeiten geführt, da die Spannung an den Kontakten dann so schnell abgesunken wäre, daß es infolge der Zündverzögerung oft nicht zu einer Zündung gekommen wäre.

In Tabelle 6 (Seite 31a) sind die bei verschiedenen Elektrodenkombinationen und -abständen gemessenen mittleren Bogen spannungen für Lichtbögen von $0,5$ bis $0,8 \mu\text{sec}$ Dauer und Scheitelstromstärken von 20 bis 50 A zusammengestellt.

In diesem Stromstärkebereich ergab sich keine Abhängigkeit der Bogen spannung von der Stromstärke.

Aus Tabelle 6 folgt: Die Bogen spannung des Anodenbogens ist unter -

Tabelle 6

Mittlere Lichtbogenströme bei verschiedenen Elektrodenabständen ($0,5 \leq t_B \leq 0,8 \text{ } \mu\text{sec}$, $30 \leq I_B \leq 50 \text{ A}$)

V o l t

Elektrodenabstand	2 μ		3 μ		4 μ		5 μ		6 μ	
	A	K	A	K	A	K	A	K	A	K
Ag- Ag+	7,5 $\pm$ 0,5	12,0 $\pm$ 0,5	8,0 $\pm$ 0,5	12,5 $\pm$ 0,5	8,0 $\pm$ 0,3	13,0 $\pm$ 1,0		12,5 $\pm$ 1,0		13,5 $\pm$ 1,0
W - Ag+	7,8 $\pm$ 0,4	12,0 $\pm$ 0	8,0 $\pm$ 0,5	14,0 $\pm$ 2,0	8,2 $\pm$ 0,3	13,6 $\pm$ 1,3	(10,0 $\pm$ 0)	14,2 $\pm$ 0,7	(10,0 $\pm$ 0)	14,0 $\pm$ 0
Ag- W +	8,3 $\pm$ 0,2	12,0 $\pm$ 0,5	8,0 $\pm$ 0,3	(12,0 $\pm$ 0,5)	8,6 $\pm$ 0,5	13,8 $\pm$ 0,5		13,8 $\pm$ 0,5		
Pd- Ag+			7,5 $\pm$ 0,4		8,0 $\pm$ 0,5			12,0 $\pm$ 0,5		
Ag- Pd+	8,2 $\pm$ 0,5		8,7 $\pm$ 0,5	(12,0 $\pm$ 0)	8,5 $\pm$ 0,5			13,5 $\pm$ 0,5		
W - Pd+	9,0 $\pm$ 0,4		10,0 $\pm$ 0,5	13,5 $\pm$ 0	10,0 $\pm$ 0,7	(13,0 $\pm$ 0)				
W - Pt+	9,0 $\pm$ 0,4		10,0 $\pm$ 0,5	13,5 $\pm$ 0	10,0 $\pm$ 0,8	(13,0 $\pm$ 0)				
Pd- W +	8,3 $\pm$ 0,3	14,0 $\pm$ 0,5	9,0 $\pm$ 0,5	14,0 $\pm$ 0,5	9,5 $\pm$ 0,6			(14,0 $\pm$ 0)		(14,0 $\pm$ 0)
Pt- W +	8,3 $\pm$ 0,3	14,0 $\pm$ 0,5	9,0 $\pm$ 0,5	14,0 $\pm$ 0,5	9,5 $\pm$ 0,6			(14,0 $\pm$ 0)		(14,0 $\pm$ 0)
W - W +	8,1 $\pm$ 0,4	12,7 $\pm$ 0,7	9,0 $\pm$ 0,5	13,5 $\pm$ 0,9		14,0 $\pm$ 0,8				

-A = Anodenbogen, K = Kathodenbogen

Von den eingeklammerten Zahlen liegen nur sehr wenige Meßwerte vor.

Tabelle 7

Mittlere Lichtbogenspannung U_B , Elektronenaustrittspotentiale φ_K und φ_A von Kathode und Anode und Ionisierungsspannung U_i des Metaldampfes. Elektrodenabstände bei Anodenbögen 1 bis 4 μ , bei Kathodenbögen 3 bis 6 μ .

Elektrodenkombination	U_B V		φ V		U_i V	
	Anodenbögen	Kathodenbögen	Kathode	Anode	Kathodenmaterial	Anodenmaterial
Ag-/Ag+	7,8	12,7	3,5	3,5	7,6	7,6
W -/W +	8,5	13,5	4,3	4,3	7,7	7,7
W -/Ag+	8,0	13,0	4,3	3,5	7,7	7,6
Ag-/W +	8,5	13,5	3,5	4,3	7,6	7,7
W -/Pd+	9,7	13,5	4,3	5,0	7,7	8,3
W -/Pt+	9,7	13,5	4,3	5,3	7,7	8,8
Pd-/W +	9,0	14,0	5,0	4,3	8,3	7,7
Pt-/W +	9,0	14,0	5,3	4,3	8,8	7,7
Pd-/Ag+	8,0	12,0	5,0	3,5	8,3	7,6
Ag-/Pd+	8,5	13,0	3,5	5,0	7,6	8,3

halb eines Elektrodenabstandes von 5 μ vom Abstand unabhängig. Oberhalb 5 μ Abstand treten nur sehr wenige Anodenbögen auf. Auch die Kathodenbögen zeigen bei Abständen von 2 bis 6 μ keine Abhängigkeit vom Elektrodenabstand.

Die Tatsache, daß bei ein und demselben Elektrodenabstand zwei verschieden hohe Bogenspannungen auftreten: eine niedrige stets zusammen mit konzentrierten Elektroden Spuren und eine höhere stets zusammen mit dispersen Spuren, und daß bei ein und demselben Typ von Elektroden Spuren keine Abhängigkeit der Spannung vom Abstand besteht, zwingt zu folgendem Schluß:

Die höhere Spannung des Kathodenbogens ist nicht auf das Auftreten einer Bogensäule infolge Erweiterung des Spalts zurückzuführen, sondern auf einen anderen Bogenmechanismus, der zu seiner Existenz eine höhere Kathodenfallspannung benötigt.

Für die einzelnen Elektrodenkombinationen ergeben sich die in Tabelle 7 wiedergegebenen mittleren Bogenspannungen. Diese stimmen gut mit den in Tabelle 1 angegebenen Minimalwerten von GERMER und BOYLE [1] überein.

4.6 Lichtemission

Die den Lichtbogen begleitende Leuchterscheinung weist für jeden Bogentyp mit bloßem Auge erkennbare charakteristische Unterschiede auf. In Tabelle 8 sind diesbezügliche Beobachtungen wiedergegeben. Daraus folgt, daß der Anodenbogen eine in-

tensive Lichtemission aufweist. Bei der Kombination Ag-/W+ deutet die relativ geringe Lichtemission des Anodenbogens darauf hin, daß hier auch vorwiegend die Wolframelektrode geschmolzen und verdampft wird; Wolfram weist aber im sichtbaren Spektralbereich nur geringe Intensität auf. Der Ag-/W+ Anodenbogen verursacht zwar eine starke Aufrauhung und ein Schmelzen der Ag-Kathode, die geringe Emission zeigt jedoch, daß für den Bogenmechanismus hauptsächlich der Wolframdampf bestimmend ist.

Die im allgemeinen sehr intensive Lichtemission des Anodenbogens weist auf eine hohe Metaldampfdichte im Spalt hin. Daß im Anodenbogen tatsächlich Metaldampf, und zwar Dampf des Anodenmaterials vorhanden ist, wurde spektroskopisch festgestellt (Tabelle 9, S.33a); es wurden stets sehr intensive Linien des Anodenmetalles und nur sehr schwache Linien des Kathodenmetalles festgestellt. Der Unterschied wird noch deutlicher, wenn man berücksichtigt, daß die relative Linienintensität von Ag ($3280 \text{ \AA}$) höher ist, als die von Au ($3122 \text{ \AA}$); die Intensitäten J verhalten sich folgendermaßen: $J_{3280} : J_{3122} = 2000 : 500$.

Beim Auftreten der Kathodenbögen konnten wegen der geringen Intensität keine Spektrallinien beobachtet werden.

Es folgt also:

Die starke Lichtemission des Anodenbogens zeigt, daß in ihm eine viel höhere Teilchendichte herrschen muß, als im Kathodenbogen mit seiner geringen Emission. Denn bei Anregung der Metaldampf-Atome durch Elektronenstoß nimmt die Anregungswahrscheinlichkeit und damit die Spektrallinienintensität mit der Teilchenzahl zu.

Tabelle 8

Lichtemission verschiedener kurzer Lichtbögen
($0,5 \leq t_B \leq 0,8 \text{ } \mu\text{sec}$)

Elektroden- kombination	Intensität des sichtbaren Lichts	
	Anodenbögen	Kathodenbögen
Ag- Ag+	sehr stark	schwach bis mäßig stark
W - W +	mäßig stark bis stark	sehr schwach
W - Ag+	stark bis sehr stark	schwach bis mäßig stark
Ag- W +	schwach bis stark	sehr schwach bis schwach

Tabelle 9

Spektrallinien-Intensität von Anodenbögen zwischen Au-Elek-
troden bzw. zwischen einer Au - und einer Ag-Elektrode
($0,5 \leq t_B \leq 0,8 \text{ } \mu\text{sec}$)

Elektroden- kombination	Intensität der Spektrallinien	
	Ag (3280 Å)	Au (3122 Å)
Au- Au+	-	stark
Ag- Au+	sehr schwach bis schwach	stark
Au- Ag+	stark	sehr schwach

5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

5.1 Charakteristische Eigenschaften der beiden Bogentypen

Die Untersuchungen mit den verschiedensten Elektrodenmaterialien haben gezeigt, daß bei allen Elektrodenkombinationen zwei verschiedene Typen des kurzen Lichtbogens auftreten können: Sogenannte Anodenbögen bei sehr kleinen Elektrodenabständen und sogenannte Kathodenbögen bei etwas größeren Abständen.

Ein Anodenbogen erzeugt im allgemeinen einen oder einige wenige sich überlappende Krater auf der Anode. Aus dem Kraterinnern wird geschmolzenes Metall herausgeschleudert. Es wird zum Teil als wallartige Aufwerfung um den Kratertrand abgelagert, zum Teil weit nach außen verspritzt und zum Teil auf die Kathode geschleudert. Auf der Kathode erzeugt ein Anodenbogen meist einen rauen Fleck von der Größe des Anodenkraters. Auf hochsiedenden Kathoden, wie Wolfram, kommt dieser Fleck nur durch das abgelagerte Anodenmaterial zustande. Auf niedrigsiedenden Kathoden entsteht die Aufrauhung infolge Aufschmelzens des Kathodenflecks und durch Ablagerung von geschmolzenem Anodenmetall.

Besteht die Anode aus Wolfram, die Kathode aus niedrigsiedendem Metall, wie Ag oder Pd, so unterscheidet sich meist die Anodenbogen-Spur von der üblicherweise auftretenden: Auf der Anode entsteht dann ein aus vielen kleinen Einzelmulden bestehender flacherer Krater. Auf der Kathode entsteht ein rauher Fleck von derselben Größe, der ebenfalls viele kleine Einzelmulden enthält. Es deutet sich hier bereits die den Kathodenbogen charakterisierende Aufspaltung an, und man kann deshalb annehmen, daß es sich um ein Übergangsstadium zwischen dem Anoden- und dem Kathodenbogen handelt. Da aber die einzelnen

Vertiefungen des Kathodenflecks eng beisammen liegen, und da noch ein ausgeprägter Anodenkrater entsteht, kann man diesen abweichenden Bogentyp auch als "konzentrierten Kathodenbogen" bezeichnen.

Ein Kathodenbogen erzeugt auf der Kathode einen ausgedehnten, aus sehr vielen winzigen Einzelvertiefungen bestehenden dispersen Fleck. Auf der Anode bewirkt er entweder nur ein schwaches Anschmelzen der Oberfläche in einem mehr oder weniger ausgedehnten Gebiet, oder aber er verursacht mehrere kleine, sehr sanfte Schmelzmulden.

Die beiden Bogentypen unterscheiden sich außer in den auf den Elektroden erzeugten Spuren auch in der Lichtbogenspannung.

Die Bogenspannung des Anodenbogens wird von den Elektrodenwerkstoffen beeinflusst. Sie hängt jedoch nach Tabelle 7 nicht von der Elektronenaustrittsarbeit des Kathodenmaterials ab, sondern von der Ionisierungsspannung des Metaldampfes im Spalt: Die Bogenspannung des Anodenbogens ist durchschnittlich um 0,5 V höher, als die Ionisierungsspannung des Elektrodenmaterials mit dem niedrigeren Siedepunkt. Die von KISLIUK angegebene Beziehung $U_B = U_i + \varphi_K + \Delta U$ gilt also nach den vorliegenden Untersuchungen nicht für Anodenbögen. Nach BOYLE und GERMER [3] sollte die Ionisierungswahrscheinlichkeit bei Elektronenstoß mit längerer Bogendauer infolge eines Anstiegs der Bogenspannung zunehmen. Ein solcher Anstieg der Spannung konnte jedoch beim Anodenbogen nicht beobachtet werden: Die Bogenspannung des Anodenbogens blieb im allgemeinen konstant oder zeigte sogar eine schwache Abnahme mit der Bogendauer. Folglich ist auch eine Zunahme der Ionisierungswahrscheinlichkeit

mit der Bogendauer nicht zu erwarten.

Die Bogenspannung des Kathodenbogens ist um 4 bis 5 V höher als die des Anodenbogens. Sie weist außerdem häufig starke zeitliche Schwankungen auf. Diese Schwankungen weisen darauf hin, daß der Kathodenbogen keinen so stabilen Bogenansatz besitzt wie der Anodenbogen, sondern daß ein oder mehrere Bogenfußpunkte auf den Elektroden umherwandern, oder daß der Bogen häufig verlöscht und dann sofort wieder neu zündet. Da die Bogenspannung im Augenblick des Verlöschens bzw. des Zündens höher ist als während einer stabilen Brennperiode, können diese Spannungsschwankungen zu der beobachteten Erhöhung der mittleren Bogenspannung beitragen. Der Bogenansatz stellt einen Engwiderstand $\zeta/4r$ dar, der einen zusätzlichen Spannungsabfall zur Bogenspannung hervorruft. Dieser Anteil ist im Anodenbogen gegenüber der Bogenspannung zu vernachlässigen. Die Aufspaltung des Bogenansatzes in zeitlich hintereinander auftretende sehr kleine Teilansätze kann jedoch den vom Engwiderstand herrührenden Spannungsabfall so stark erhöhen, daß dadurch beim Kathodenbogen eine zu hohe Bogenspannung gemessen wird.

Ein weiterer Unterschied zwischen Anoden- und Kathodenbögen besteht in der Lichtemission. Die Anodenbögen weisen eine sehr intensive Emission auf, und zwar vorwiegend der Spektrallinien des Anodenmetalls. Diese intensive Emission läßt auf eine sehr hohe Metaldampfdichte im gesamten Kontaktpalt schließen.

Die Kathodenbögen zeigen dagegen nur schwache Emission. Es ist deshalb anzunehmen, daß bei

ihnen eine geringere Metaldampfdichte im Spalt herrscht, bzw. daß die Dampfdichte nur unmittelbar vor der Kathode hoch ist.

Die vorliegenden Untersuchungen haben gezeigt, daß der kritische Elektrodenabstand keinesfalls sehr stark von der elektrischen Leitfähigkeit der Elektrodenmaterialien abhängt. Die mit den Elektroden aus Pd-Cd- und Pd-In-Legierungen gewonnenen Ergebnisse deuten darauf hin, daß jedoch der Siedepunkt des Anodenmaterials den kritischen Abstand beeinflussen kann. Der kritische Abstand wächst nämlich in der Reihenfolge Pd, Pd-In 10, Pd-Cd 10. Die Siedetemperatur von Pd beträgt 4000°C , von In 1960°C und von Cd 765°C . Daraus ist zu entnehmen, daß mit der Pd-Cd-Anode die für den Anodenbogen erforderliche hohe Metaldampfdichte wegen des hohen Dampfdruckes von Cd noch bei einem größeren Elektrodenabstand erzeugt werden kann, als bei der Pd-Anode. Bei den Elektroden aus Ag-Pd-Legierungen ist der kritische Abstand eher noch etwas größer als bei reinem Ag, da die niedrigere Wärmeleitfähigkeit der Legierung auch bei sehr großen Abständen noch eine ausreichende Dampferzeugung ermöglicht. Bei diesen Legierungen ist außerdem der niedrigsiedende Anteil (Ag) sehr viel höher als bei den beiden anderen Pd-Legierungen. Bei den Pt-W- und Pt-Ni-Elektroden ist keine merkliche Verschiebung des kritischen Abstandes zu erwarten, da Ni einen nur wenig höheren, W sogar einen niedrigeren Dampfdruck besitzt als Pt.

5.2 Der Mechanismus des Anodenbogens

Es hat sich gezeigt, daß man übersichtliche Versuchsbedingungen und Ergebnisse erhält, wenn man eine Wolfram-Kathode mit einer Silber- oder Palladium-Anode kombiniert*. Der Mechanismus des Anodenbogens soll deshalb erst für die Kombination W-Kathode/Ag-Anode ermittelt werden; die dabei gewonnenen Erkenntnisse sollen dann auf die umgekehrte Polarität und auf symmetrische Elektrodenpaarungen angewandt werden.

Für die nachfolgenden quantitativen Überlegungen und Berechnungen wurde ein bestimmter, für den Anodenbogentyp charakteristischer Bogen herausgegriffen, also sozusagen ein Bogen mit Mittelwertseigenschaften. Für diesen Bogen gelten die in Tabelle 10 aufgeführten Werte.

5.2.1 Zündung und Aufbau des Bogenmechanismus

Nach Einstellung des Elektrodenabstandes wurde die volle Kondensatorspannung von 350 V an die Bogenstrecke angelegt. Es mußte also mindestens eine Feldstärke von $9 \cdot 10^5$ V/cm im Spalt herrschen. Die effektive Feldstärke an der Kathode war jedoch wegen der unvermeidlichen mikroskopischen Oberflächenrauigkeiten noch sehr viel höher als 10^6 V/cm. Aber selbst bei einer Feldstärke von etwa 10^7 V/cm vor der Kathode würde die gemäß der Fowler-Nordheim-Gleichung

$$j_- = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{E_K^2}{\phi_K} \exp \left(-6,8 \cdot 10^7 \frac{\phi_K}{E_K} \right) \quad (3)$$

erzeugbare Feldelektronenstromdichte erst etwa 10^{-18} A/cm² betragen. Bei einer Feldstärke von $2 \cdot 10^7$ V/cm beträgt die Emissionsstromdichte nach Gleichung (3) bereits 10^{-3} A/cm².

Damit sich ein Bogenmechanismus aufbauen kann, sind noch einige zündungserleichternde Effekte in Betracht zu ziehen:

* Der Anodenkrater hat eine einigermaßen regelmäßige Form, so daß sich sein Volumen gut ermitteln läßt; der Kathodenflock hat eine genauer definierte Ausdehnung und Beschaffenheit als zum Beispiel auf einer Ag- oder Pd-Kathode.

Tabelle 10

Experimentelle Daten für den der Theorie des Anodenbogens zugrunde liegenden "charakteristischen Anodenbogen" zwischen einer Wolframkathode und einer Silberanode

Elektrodenabstand	vor dem Bogen	$d_0 = 4 \cdot 10^{-4}$
	nach dem Bogen	$d_1 = 0$ cm
Ladespannung des Impulserzeugers		$U_{\text{Batt}} = 350$ V
Bogenstrom		$I_B = 54$ A
Impulsform	schwach trapezförmig	
Impulsdauer		$\tau = 0,8$ / μ sec
Lichtbogendauer		$t_B \approx 0,5$ / μ sec
Lichtbogenspannung		$U_B \approx 8$ V
Durch den Bogen fließende elektrische Ladungsmenge		$2,5 \cdot 10^{-5}$ Asec
Lichtbogenenergie		$2,0 \cdot 10^{-4}$ Wsec
Durchmesser des Anodenkraters		$2 r_A \approx 60$ / μ
Durchmesser des Kathodenfleckes		$2 r_K \approx 25$ / μ
Volumen des Anodenkraters		$V_A \approx 1 \cdot 10^{-8}$ cm ³
Elektronenaustrittsarbeit	Wolfram	$\varphi_K = 4,3$ eV
	Silber	$\varphi_A = 3,5$ eV
Ionisierungspotential	Wolfram	$U_i = 7,7$ V
	Silber	$U_i = 7,56$ V

- a) Erleichterung der Elektronenemission durch einzelne positive Ionen, die sich der Kathode nähern [8] .
Diese Ionen bewirken nach KISLIUK an einzelnen Stellen eine Verminderung der Dicke des Potentialberges an der Kathodenfläche, machen also an diesen Stellen den Berg durchlässig und erleichtern so die Emission von Elektronen. Die Anzahl der Ionen ist jedoch anfangs zu gering, um eine allgemeine Erhöhung der Feldstärke zu verursachen. Wegen der sehr geringen Spaltbreite sind diese Ionen nicht von vornherein im Spalt anwesend. Sie müssen deshalb von den Elektroden kommen, z. B. aus dem nichtmetallischen Oberflächenfilm, der die Anode und die Kathode auch bei sorgfältiger Reinigung an Luft stets bedeckt. An der Anode werden Atome aus einem solchen Oberflächenfilm durch die auftreffenden primären Feldemissionselektronen bereits dann verdampft, wenn die Energie noch nicht zu einer Verdampfung von Metall ausreicht. Die verdampften Atome können dann im Spalt durch Elektronenstoß ionisiert werden. Der Einfluß der einzelnen Ionen ist nach KISLIUK wirksam bei effektiven Feldstärken von mehr als $2 \cdot 10^7$ V/cm; diese Grenze wird bei einer mittleren makroskopischen Feldstärke von etwa $5 \cdot 10^5$ V/cm erreicht. In den vorliegenden Untersuchungen wurde diese Feldstärke stets überschritten.
- b) Herabsetzung der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials durch Verunreinigungen und Oberflächenfilme.
- c) Einfluß des Maltereffektes

In den meisten Fällen erfolgte die Zündung des Bogens größenordnungsmäßig ca. 10^{-7} sec nach dem Anlegen der Spannung an die Bogenstrecke. Jedoch wurden auch öfter Zündverzögerungen von einigen Mikrosekunden bis zu einigen Millisekunden beobachtet. Während der Zündperiode lassen sich die folgenden vier, zeitlich aufeinanderfolgenden, Stadien des Bogenaufbaus unterscheiden!

- I. Unmittelbar nach dem Anlegen der Spannung fließt ein Feldemissionsstrom primärer Elektronen von der Kathode zur Anode und bewirkt hier eine Verdampfung von Atomen und Molekülen aus nichtmetallischen Oberflächenfilmen. Damit die Energiedichte an der Anode groß genug ist, muß an der Kathode eine effektive Feldstärke $E_K^{\text{eff}} > 10^7 \text{ V/cm}$ herrschen. Da die Elektronenemission bevorzugt aus winzigen Spitzen auf der Kathode erfolgt, hat der Elektronenstrahl nur einen sehr geringen Querschnitt, es wird deshalb auch nur eine sehr kleine Anodenfläche von Elektronen getroffen. Die Wärmeleitung aus diesem Gebiet ist wegen des kleinen Durchmessers und wegen der geringen Leitfähigkeit der die Anode bedeckenden Fremdschicht sehr gering, so daß trotz der sehr niedrigen Energiedichte eine Verdampfung von Molekülen und Atomen aus dem Oberflächenfilm stattfinden kann.
- II. Einige der verdampften Moleküle oder Atome werden durch Elektronenstoß ionisiert und gelangen zur Kathode, wo sie nach dem Kisliukschen Mechanismus die Elektronenemission verstärken. Die Erhöhung der Emission hat wiederum eine verstärkte Verdampfung von der Anodenoberfläche und eine erhöhte Ionenbildung zur Folge. Auf diese Weise wächst der Elektronenstrom lawinenartig an.
- III. Ist die Stromdichte der Elektronen genügend groß geworden, so können schließlich auch Atome des Anodenmetalles verdampft werden (wegen der geringeren Wärmeableitung insbesondere von Spitzen), und im Spalt ist nun Metaldampf vorhanden. Wegen der hohen Elektronengeschwindigkeit sind der Stoßquerschnitt der Metallatome für Elektronen und die Ionisierungswahrscheinlichkeit noch gering.
- IV. Infolge des Absinkens der Spannung mit steigender Stromstärke und der Zunahme der Teilchendichte im Spalt steigt die Ionisierungswahrscheinlichkeit stark an; es werden also immer mehr Ionen gebildet, die

die Feldstärke an der Kathode erhöhen und dadurch eine weitere Verstärkung der Elektronenemission bewirken.

Wenn endlich die Spannung bis auf einen Wert abgefallen ist, bei dem die Ionisierungsfunktion ihr Maximum hat, dann erfolgt vermutlich eine plötzliche sprunghafte Zunahme der Zahl der Ionisierungsakte und damit auch eine Erhöhung der Ionendichte im Spalt. Die Ionen laufen zur Kathode und bauen hier eine positive Raumladungsschicht auf.

- V. Die hohe positive Ionendichte vor der Kathode ruft eine so hohe Feldstärke hervor, daß die für den Bogen charakteristische hohe Elektronen-Emissionsstromdichte möglich wird. Es genügt jetzt die niedrige Kathodenfallspannung, um eine ausreichende Elektronenemission aufrechtzuerhalten. Zu diesem Zeitpunkt (Zündpunkt) hat sich dann der Bogen vollständig ausgebildet, und er brennt stabil und mit konstanter Spannung weiter.

Während der Zündstadien (I bis III) des Bogens treffen also wegen der noch niedrigen Dampfdichte und der damit verbundenen großen freien Weglänge der Elektronen praktisch alle Elektronen mit ihrer vollen kinetischen Energie auf die Anode und verursachen auf dieser eine Verdampfung von Metallatomen. Der Stoßquerschnitt der Dampf-atome für die Elektronen ist außerdem wegen der zu diesem Zeitpunkt noch hohen Spannung sehr gering.

Nach der endgültigen Ausbildung des Bogens, d.h. nach dem Zündpunkt (V.), ist die Dampfdichte im Spalt hoch; aus diesem Grunde und wegen der jetzt viel geringeren Elektronengeschwindigkeit ist der Stoßquerschnitt größer. Die Elektronen erleiden zahlreiche elastische und inelastische Stöße mit den Atomen des Metaldampfes, wobei - wie noch gezeigt wird - die inelastischen Stöße überwiegen.

Da die Bogenspannung nur wenig über der Ionisierungsspannung des Metaldampfes liegt und deshalb die Wahrscheinlichkeit für Ionisierung durch einmaligen Elektronenstoß extrem gering ist, kann im endgültig ausgebildeten Bogen

die erforderliche Ionendichte nicht, wie während des Aufbaustadiums, durch einfache Stoßionisation erzeugt werden.

5.2.2 Der Mechanismus der Elektronenemission

Die Stromdichte an der Kathode und an der Anode läßt sich aus den Abmessungen des Kathodenflecks bzw. des Anodenkraters näherungsweise ermitteln. Auf Grund der mikroskopischen Untersuchung des Kathodenfleckes nach dem Ablösen des von der Anode übertragenen Silbers kann man annehmen, daß der gesamte Kathodenfleck aus dem leicht welligen Zentrum besteht, daß er also einen maximalen Durchmesser von 25μ besitzt. Für das Entstehen des welligen Kathodenfleckes lassen sich mehrere Gründe annehmen:

- a) Der ganze Kathodenfleck war Bogenfußpunkt und befand sich überall auf einer Temperatur nahe oder über dem Schmelzpunkt des Kathodenmaterials.
- b) Der Bogen setzte gleichzeitig an mehreren kleineren eng beieinander liegenden unbeweglichen Fußpunkten an, war also aufgespalten.
- c) Der Bogenfußpunkt war sehr viel kleiner als der Kathodenfleck und lief während der Brenndauer des Bogens stetig oder sprunghaft auf dem Gebiet des Kathodenfleckes umher.
- d) Einige sehr kleine Bogenfußpunkte traten gleichzeitig auf und bewegten sich sprunghaft auf dem Gebiet des Kathodenfleckes umher.

Vermutlich treffen die Annahmen c und d zu, da bewegliche Mehrfach- und Einfach-Bogenansätze auch in langen Bögen mit Wolfram- oder Quecksilberkathode auftreten.

Da sich jedoch noch keine genauen Angaben machen lassen, soll vorerst der Gesamtfleck als einheitliches Emissionsgebiet betrachtet werden. Mit dieser Annahme errechnet sich die minimale kathodische Stromdichte zu

$$j_{K \min} \approx 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$$

Diesen Wert kann man als untere Grenze ansehen, da vermutlich ein Teil der Emissionszentren hintereinander auftrat. Selbst wenn die Teilmulden nur durch eine räumliche Aufspaltung des Bogenansatzes entstanden wären, ergäbe sich noch eine höhere wahrscheinliche Stromdichte, da die Summe der Teilflächen kleiner ist als die Gesamtfläche. Mit der Voraussetzung eines einzigen beweglichen Fleckes läßt sich die maximale Kathodenstromdichte ermitteln: Die sehr flachen Mulden, aus denen sich der Kathodenfleck zusammensetzt, weisen Durchmesser von etwa 5μ auf. Es folgt also näherungsweise

$$j_{K \max} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$$

Es gilt also für die kathodische Stromdichte:

$$10^7 \leq j_K \leq 2 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$$

Die Temperatur des Kathodenfleckes beeinflußt sehr stark die Art der Elektronenemission aus der Kathode (thermische Emission oder Feldemission). Wegen der extrem kleinen Abmessungen scheidet eine optische Messung der Kathodenflecktemperatur, wie sie bei langen Bögen möglich ist, aus. Die kathodische Energiebilanz läßt sich nicht zur Ermittlung der Temperatur heranziehen, da der Anteil des Ionenstromes am Gesamtstrom nicht bekannt ist. Bei Verwendung der Wolframkathoden läßt sich nun die Temperatur des Kathodenfleckes auf folgende Weise abschätzen: Entfernt man das auf der Kathode niedergeschlagene Silber mittels Salpetersäure, dann bleibt meist der bereits erwähnte wellige Kathodenfleck im Zentrum des ursprünglich mit Silber bedeckten Bereiches zurück. Damit aber die Wolframoberfläche wellig werden konnte oder damit die beobachteten winzigen Mulden entstehen konnten, muß sie sich auf Schmelztemperatur befunden haben. Andererseits ist es aus folgenden Gründen unwahrscheinlich, daß hier eine Temperatur nahe dem Siedepunkt des Wolframs geherrscht habe: Der Kathodenfleck müßte dann mehr dem An-

odenkrater bei der Kombination z.B. von Ag-/W+ oder den bei Anodenbögen zwischen Ag-/W+ häufig auftretenden Kathodenmulden gleichen, d.h. er müßte aus einer oder mehreren tieferen Mulden bestehen oder zumindest stärker aufgeraut sein. Es wurden aber stets nur extrem flache und sanfte Mulden festgestellt. Außerdem sollte dann im Bogen auch eine stärkere Wolframverdampfung stattfinden; es konnte aber mittels spektroskopischer Untersuchungen von Ag- oder Pd-Anoden mit sehr vielen nebeneinanderliegenden Bogenfußpunkten kein Wolfram auf diesen nachgewiesen werden. Ein letzter Punkt, der gegen eine Temperatur nahe beim Siedepunkt des Wolframs spricht, ist der folgende: Das den eigentlichen Kathodenfleck bedeckende Silber liegt meist in einer dünnen gleichmäßigen Schicht vor, es wurde nach einer gewissen Brenndauer des Bogens* in flüssigem Zustand von der Anode auf die Kathode geschleudert, wodurch sich die metallische Brücke ausbildete, die den Bogen beendete. Wenn nun die Temperatur ca. 6000°C betragen hätte, so hätte der winzige Silbertropfen sofort explosionsartig verdampft werden müssen. Manchmal ist unter der Ag-Schicht des Kathodenfleckes keine Spur mehr sichtbar. Es ist jedoch unwahrscheinlich, daß einmal Siedetemperatur, ein anderes Mal weniger als Schmelztemperatur herrscht.

Als Kathodenflecktemperatur kann man deshalb mit großer Berechtigung die Schmelztemperatur des Wolframs einsetzen:

$$T_K \approx 3400^\circ\text{C}$$

Die Energiebilanz an der Kathode

Aus der kathodischen Energiebilanz soll der von Elektronen getragene Anteil des Stromes vor der Kathode ermittelt werden. Die der Kathode durch den Bogen zugeführte Energie setzt sich aus den folgenden Beiträgen zusammen:

- a) der Kathodenfleck stellt eine Strommenge dar,
so daß ein Engwiderstand

* im Beispiel nach 0,5 μsec

$R_E = \rho_K / 4r_K$ auftritt.

Im Engewiderstand wird die Joulesche Wärme

$$Q_R = I^2 \cdot R_E \cdot t_B = I^2 \cdot \frac{\rho_K}{4r_K} \cdot t_B \quad (4)$$

erzeugt.

- b) Die auf die Kathode auftreffenden positiven Ionen führen den Energiebetrag

$$Q_+ = I_+ (U_K + U_i - \varphi_K) t_B, \quad (5)$$

zu. Dabei ist angenommen, daß die Ionen ihre ganze Energie abgeben, daß also ihr Akkommodationskoeffizient 1 ist.

- c) Aus dem Plasma im Spalt kann Energie durch Strahlung und durch Wärmeleitung auf die Kathode übertragen werden. Über den durch Wärmeleitung zugeführten Energiebetrag läßt sich keine Aussage machen, da weder die Wärmeleitfähigkeit des Metaldampfes vor der Kathode, noch die Wärmeübergangszahl zwischen Metaldampf und Kathode bekannt ist. Dagegen kann man die durch Strahlung zugeführte Energie abschätzen, wenn man voraussetzt, daß das Plasma ein schwarzer Strahler ist. Dieser sendet die Gesamtstrahlung $S = 5,67 \cdot 10^{-12} T^4 \text{ W/cm}^2$ aus. Bei der Plasmatemperatur T_p trifft deshalb auf den Kathodenfleck die Strahlungsenergie

$$Q_S \approx 5,67 \cdot 10^{-12} \pi \cdot r_K^2 \cdot T_p^4 \cdot t_B \text{ Wsec.}$$

Aus dem kathodischen Bogensatz werden die folgenden Energiebeträge weggeführt:

- d) Die zur Verflüssigung des geschmolzenen Kathodenvolumens V_K nötige Schmelzenergie:

$$Q_{Sm} = V_K \cdot q_{Sm},$$

$$\text{mit } q_{Sm} = 3,7 \cdot 10^3 \text{ Wsec/cm}^3 \quad (6)$$

- e) Die Energie, die nötig ist, um das geschmolzene Volumen V_K auf Schmelztemperatur T_{Sm} aufzuheizen:

$$Q_{Heiz} = c \cdot V_K \cdot \Delta T_{Sm}, \quad (7)$$

mit $c = 2,7 \text{ Wsec/cm}^3$ und $\Delta T_{Sm} = T_K \approx 3400^\circ \text{ C}$

- f) Die durch Wärmeleitung in die Kathode abgeführte Energie:

$$Q_{\text{Leit}} = 2\pi \cdot \lambda \cdot r_K \cdot \Delta T_{\text{Sm}} \cdot t_B \quad (8)$$

mit $\lambda = 1,0$ Watt/cm grd.

- g) Zur Verdampfung von Kathodenmaterial wird die Energie

$$Q_V = v_K \cdot q_V \quad (9)$$

benötigt; $v_K \ll V_K$ und $q_V = 8,1 \cdot 10^4$ Wsec/cm³.

Berechnung der einzelnen Energiebeträge:

- a) Für ρ_K wurde der mittlere spezifische Widerstand zwischen Zimmer- und Schmelztemperatur eingesetzt:

$\rho_K = 5,9 \cdot 10^{-5} \Omega \text{cm}$. Damit ergibt sich

$$Q_R \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ Wsec}$$

- b) $Q_+ \approx J_+ \cdot 5,65 \cdot 10^{-6} \text{ Wsec}$

- c) Mit der Annahme einer Plasmatemperatur $T_p \approx 10^4$ °K ergibt sich die maximale Strahlungsenergie näherungsweise zu

$$Q_S \approx 10^{-7} \text{ Wsec.}$$

- d) Hier muß zuerst eine Annahme über das geschmolzene Kathodenvolumen V_K gemacht werden. Wir nehmen näherungsweise an, daß das zum Kathodenfleck gehörende Volumen V_K aus einer Halbkugel mit dem Radius r_K bestehe. Das wirklich auf Schmelztemperatur befindliche Volumen ist vermutlich kleiner!

$$V_K \leq \frac{2}{3} \pi \cdot r_K^3 \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3$$

Damit ergibt sich:

$$Q_{\text{Sm}} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ Wsec}$$

- e) $Q_{\text{Heiz}} \approx 3,7 \cdot 10^{-5} \text{ Wsec}$

- f) Beim Wärmeleitungsanteil wurde näherungsweise bereits ein stationärer Zustand vorausgesetzt. Die Berechtigung hierfür ergibt sich aus den experimentellen Ergebnissen (Abschnitt 4.4). Bei einem einheitlichen Bogenansatz von der Ausdehnung des beobachteten Kathodenfleckes ist die Annahme eines stationären Zustandes besser gerechtfertigt als für einen wandernden Bogenansatz. Für λ selbst wurde ähnlich wie für ρ ver-

fahren, d. h. ein Wert für eine mittlere Temperatur zwischen 20 und 3400 ° C gewählt*.

$$Q_{\text{Leit}} \approx 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Wsec}$$

- g) Die von einer Wolframoberfläche beim Schmelzpunkt in das Hochvakuum abdampfende Metallmenge beträgt ca. $4 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^2\text{sec}$ [9]. Betrachten wir unseren Kathodenfleck als einheitlichen ebenen Fußpunkt von $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ Durchmesser, dann hat er eine Oberfläche von etwa $5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$. Befindet er sich auf Schmelztemperatur, so dampft während der Brenndauer des Bogens eine Wolframmenge von ca. 10^{-15} g ab, wenn darüber Hochvakuum herrscht. Bei einer Verdampfungswärme von $8,1 \cdot 10^4 \text{ Wsec/cm}^3$ würde dazu eine Energie $Q_V \approx 4,2 \cdot 10^{-12} \text{ Wsec}$ benötigt.

Die oben angegebene Verdampfungsgeschwindigkeit von $4 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^2\text{sec}$ ist für Atmosphärendruck noch zu korrigieren. Allerdings liegen dafür keine Werte für Luft vor, wohl aber für Stickstoff und Argon:

Bei 760 Torr beträgt die Verdampfungsgeschwindigkeit in Stickstoff 3 % und in Argon nur 1,5 % derjenigen für Vakuum. Da im hier betrachteten Fall mindestens Atmosphärendruck herrscht, ist die zur Kathodenverdampfung aufgewendete Energie

$$Q_V < 4 \cdot 10^{-12} \text{ Wsec}$$

Dieser Energiebetrag ist gegenüber den anderen in die Energiebilanz eingehenden Energiebeträgen zu vernachlässigen.

Nunmehr läßt sich die gesamte kathodische Energiebilanz aufstellen:

$$Q_R + Q_S + Q_+ = Q_{\text{Sm}} + Q_{\text{Heiz}} + Q_{\text{Leit}} + Q_V \quad (10)$$

Q_S und Q_V sind gegenüber den anderen Beiträgen zu vernachlässigen und es ergibt sich:

$$I_+ \approx \frac{5,0 \cdot 10^{-5}}{5,65 \cdot 10^{-6}} = 8,85$$

* λ hängt nur wenig von der Temperatur ab

d. h. der Ionenstrom beträgt

$$I_+ \approx 9 \text{ A}$$

Damit ergibt sich bei einem Gesamtstrom $I_B = 54 \text{ A}$ ein Elektronenstrom

$$I_- \approx 45 \text{ A}$$

Wir erhalten somit für den Elektronenstromanteil

$$S = \frac{I_-}{I} = 0,83$$

Dieser Wert für den Elektronenstromanteil stimmt gut mit den aus der Literatur bekannten Werten für lange Bögen überein.

Da in der Energiebilanz für verschiedene Größen, wie die Temperatur des Kathodenfleckes oder das geschmolzene Kathodenvolumen V_K , nur Näherungswerte eingesetzt werden konnten, und da die durch Wärmeleitung aus dem Plasma übertragene Energie Q_p nicht erfaßt wurde, ist noch der Einfluß dieser Näherungen auf den Ionenstrom zu untersuchen. Für den Ionenstrom gilt die Bestimmungsgleichung

$$I_+ = \frac{Q_{\text{Leit}} + Q_{\text{Sm}} + Q_{\text{Heiz}} - Q_R - Q_P}{(U_K + U_i - \varphi_w) t_B} \quad (11)$$

Angenommen, es herrscht Siedetemperatur an der Kathode, dann erhöhen sich die Glieder Q_{Leit} und Q_{Heiz} auf das 1,75fache, Q_R auf das 1,7fache (da sich der spezifische Widerstand von $59 \cdot 10^{-6}$ auf $100 \cdot 10^{-6} \Omega$ erhöht), und man erhält für $T \approx 6000^\circ \text{C}$ $I_+ \approx 13,5 \text{ A}$ und folglich $S \approx 0,75$.

Auch in diesem extremen Fall würde also der Elektronenstrom den Ionenstrom noch weit überwiegen.

Da das Glied Q_p mit der Temperatur wächst, und da es sich in Richtung einer Erniedrigung des Ionenstromanteils auswirkt, da es außerdem klein ist gegenüber den anderen Energieanteilen, wird es keine nennenswerte Abweichung des Elektronenstromanteils von dem wahrscheinlichsten Wert

$S = 0,8$ bewirken. Ist der Kathodenfußpunkt des Bogens kleiner als der beobachtbare Kathodenfleck, d. h. treten einfache oder mehrfache bewegliche Bogenansätze auf, dann werden die Glieder Q_{Heiz} , Q_{Leit} , Q_{Sm} und Q_p in Gleichung (11) kleiner, Q_R wird größer, so daß sich in diesem Fall ein etwas geringerer Ionenstromanteil ergeben würde. Abbildung 14 zeigt die Abhängigkeit des Elektronenstromanteils vom Radius des Kathodenfleckes gemäß Gleichung (11). Aus diesen Betrachtungen folgt als der wahrscheinlichste Elektronenstromanteil

$$S = 0,80$$

Weiter läßt sich folgender Schluß ziehen, der für den Übergang zum Kathodenbogen von Bedeutung werden kann: Je kleiner der Kathodenfleck, desto kleiner ist auch der Ionenstromanteil. Umgekehrt kann man dann annehmen, daß bei kleinem Ionenstromanteil sich ein kleiner Kathodenfleck, d. h. ein instabiler, wandernder Fleck einstellt, während bei großem Ionenstromanteil ein stabiler stehender Bogen, d. h. ein "Anodenbogen" auftritt.

Aus der experimentell ermittelten Mindeststromdichte von $1,1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ und dem berechneten Elektronenstromanteil von 80 % ergibt sich eine minimale Elektronenstromdichte $j_- \approx 9 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$.

Es ist nun zu untersuchen, durch welchen Mechanismus diese Elektronenstromdichte aus der Kathode ausgelöst werden kann.

Eine thermische Elektronenemission ist nicht in der Lage, die hohe Stromdichte zu erzeugen. Selbst wenn sich der kathodische Bogenansatz auf Siedetemperatur befände, ergäbe sich nach der Richardson-Gleichung erst eine Elektronenstromdichte

$$j_{-(5900)}^T = 1,5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2.$$

Für den W-Schmelzpunkt, also für die wirkliche Kathodenflecktemperatur, errechnet sich nur eine Elektronenstromdichte

$$j_{-T}(3400) = 2,3 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2,$$

also ein Wert, der mehr als 3 Größenordnungen zu niedrig ist.

Um den beobachteten Mindest-Elektronenstrom durch reine Feldemission nach der Fowler-Nordheim-Beziehung

$$j_{-} = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{E_K^2}{\phi_K} \exp \left(- 6,8 \cdot 10^7 \frac{\phi_K^{3/2}}{E_K} \right) \quad (3)$$

zu erzeugen, würde vor der Kathode eine elektrische Feldstärke von $5,2 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ benötigt. Diese Beziehung gilt für die Temperatur $T = 0^\circ\text{K}$. Wegen der hohen Kathodenflecktemperatur von etwa 3400°C ist jedoch nicht reine Feldemission anzunehmen, sondern eine Überlagerung von Feldelektronenemission und Thermo-Emission. Bei einfacher linearer Überlagerung der beiden Effekte errechnet sich für 3400°C eine vor der Kathode erforderliche Feldstärke von $4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$, um eine Elektronenstromdichte von $9 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ zu erzeugen. Bei dem Mechanismus der Temperatur-Feld-Emission (TF-Emission) nach LEE [10] erfolgt die Elektronenemission ebenfalls durch die kombinierte Wirkung von Temperatur und Feldstärke, wobei allerdings die Überlagerung nicht linear erfolgt.

Aus den von LEE berechneten Kurven $j_{-} = f(E, T_K)$ ergibt sich die Emissionsstromdichte $j_{-} = 10^7 \text{ A/cm}^2$ bei den in Tabelle 11 wiedergegebenen Kathodentemperaturen und Feldstärken.

In Abbildung 15 ist die für $j_{-} = 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ bei verschiedenen Kathodenflecktemperaturen nach dem Lee'schen Mechanismus vor der Kathode nötige Feldstärke in Abhängigkeit von der Elektronenaustrittsarbeit der Kathode graphisch dargestellt.

Tabelle 11

Zusammenhang zwischen Kathodentemperatur T_K , Feldstärke vor der Kathode E_K und Elektronenaustrittsarbeit φ_K für $j_- = 10^7 \text{ A/cm}^2$ nach LEE [10]

φ_K	3,5 eV	4,0 eV	4,5 eV
$T_K [^\circ\text{K}]$	$E_K [\text{V/cm}]$		
5000		$1,6 \cdot 10^7$	$2,6 \cdot 10^7$
4500	$1,2 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^7$	$3,4 \cdot 10^7$
4000	$1,8 \cdot 10^7$	$2,9 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^7$
3500	$2,4 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^7$	$4,8 \cdot 10^7$
3000	$3,0 \cdot 10^7$	$4,3 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^7$
2500	$3,5 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^7$
2000	$3,9 \cdot 10^7$		

Es bestehen also keine großen Unterschiede in der benötigten Feldstärke, ganz gleich welchen der beiden Mechanismen - lineare Kombination von thermischer und Feldemission oder TF-Emission - man zugrunde legt. Man benötigt nach beiden Mechanismen eine Feldstärke von mindestens $4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ vor der Kathode, um die beobachtete minimale Emissionsstromdichte zu erzeugen:

$$E_K^{\min} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$$

Für die maximale Emissionsstromdichte von etwa $1,5 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$ wird dagegen eine Feldstärke

$$E_K^{\max} \approx 8 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$$

benötigt.

Nun erhebt sich die Frage, ob solche Feldstärken in dem vorliegenden Bogen überhaupt vor der Kathode auftreten können. Zur Klärung dieses Problems muß man unter Verwendung der für den betrachteten Bogen geltenden Daten die vor der Kathode mögliche Feldstärke ermitteln, darf dazu jedoch nicht die Feldemissionsgleichung benutzen, da diese ja schon für die Berechnung der erforderlichen Feldstärke gebraucht wurde.

Das elektrische Feld vor der Kathode wird durch die Raumladung der positiven Ionen hervorgerufen. Würde kein Elektronenstrom fließen, dann erhielte man die Feldstärke durch Integration der Poissonschen Gleichung für die positiven Ionen. Da jedoch dem Ionenstrom der Elektronenstrom entgegenfließt, ist die Raumladungsverteilung und damit die Feldstärke gegenüber dem Fall mit nur einer Ladungsart verändert.

Für einen solchen ambipolaren Strom und unter der Voraussetzung, daß die Dicke des Kathodenfallraumes geringer ist als die mittlere freie Weglänge, wurde die Integration der Raumladungsgleichung analog der der Poissonschen Gleichung erstmalig von MACKEOWN [11] durchgeführt und auf diese Weise die Feldstärke ermittelt:

$$E_K = \left\{ 16 \pi j_K \left[(1-S) \cdot \left(\frac{M}{2e}\right)^{1/2} - S \cdot \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} \right] U_K^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (12)$$

Für Gleichung (12) gelten im Gegensatz zu der hier üblichen Festsetzung CGS-Einheiten.

Setzt man die Werte für M, m und e ein, so läßt sich Gleichung (12) umformen in

$$E_K = \left\{ 7,57 \cdot 10^5 \sqrt{U_K} j_K \left[(1-S) \sqrt{1845 A} + S \right] \right\}^{1/2}, \quad (12a)$$

wobei in (12a) wieder wie üblich die internationalen praktischen Einheiten einzusetzen sind. Mit den zum betrachteten Bogen gehörenden Werten $A = 107,88$ (Atomgewicht von Ag), $j_K = 1,1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$, $S = 0,8$ und $U_K = 4,5 \text{ V}^*$, erhält man aus (12a) die bei der minimalen Elektronenstromdichte vor der Kathode herrschende Feldstärke

$$E_K^{\min} = 3,95 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$$

Sie stimmt mit der erforderlichen Feldstärke überein (S.51).

In Abbildung 20 ist $E_K = f(S)$ nach Gleichung (12a) für die Gesamtstromdichten $1 \cdot 10^7$, $1 \cdot 10^8$ und $2 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$ graphisch dargestellt. Die zur Emission der maximalen Stromdichte von $2 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$ erforderliche Feldstärke könnte sowohl nach Abb.20 als auch nach Abb.14 nur bei $S \geq 0,95$ aufrechterhalten werden, wobei Abb.14 aus der Energiebilanzgleichung (11) berechnet wurde. Die Energiebilanz (11) gibt demnach die wirklichen Verhältnisse gut wieder.

* Begründung für den niedrigen Wert auf S.57

Wenn die Voraussetzung frei durch das Kathodenfallgebiet fliegender Ag-Ionen gilt, dann herrscht tatsächlich die zur Elektronenemission erforderliche Feldstärke vor der Kathode. Da kein Grund vorliegt, die Gültigkeit dieser Voraussetzung anzuzweifeln (s. später), ist damit gezeigt, daß die Elektronen bei dem betrachteten Anodenbogen durch thermische Feldemission ausgelöst werden. Der Emissionsmechanismus funktioniert nach Abbildung 15 auch noch für eine Kathodentemperatur unter 3000°C , d.h. für eine Kathode aus niedriger schmelzendem Metall, wenn nur die Elektronenaustrittsarbeit niedriger ist, wie z.B. bei Silber, mit $\varphi_K \approx 3,5 \text{ eV}$ und einer Kathodentemperatur $T_K \approx 2200^{\circ}\text{C}$.

Um die Dicke des Kathodenfallgebietes zu berechnen, kann man von der Gleichung

$$E = \frac{4}{3} \cdot \frac{U_K}{x} \quad (13)$$

ausgehen [12] und erhält

$$x \leq 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$$

In der bereits zitierten Arbeit [10] über die T-F-Emission wurde die Dicke des Fallgebietes aus der Beziehung

(14)

$$x = \left(\frac{\epsilon_0}{4j}\right)^{1/2} \int_0^{U_K} \frac{dU}{\left\{ (1-S) \cdot \left[\frac{M}{2e}(U_K - U) \right]^{1/2} + S(U^{1/2} - U_K^{1/2}) \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/2} \right\}^{1/2}}$$

berechnet und in Abhängigkeit von der Stromdichte für verschiedene Werte von S graphisch dargestellt, wobei $U_K = 10 \text{ V}$ eingesetzt wurde. Diese Kurven sind in Abbildung 16 wiedergegeben und bis zu Stromdichten von 10^7 A/cm^2 extrapoliert. Auch hieraus erhält man eine Fallraumdicke $x = 3 \cdot 10^{-7}$ bis $4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$.

Die Ausdehnung des Fallraumes ist demnach wesentlich geringer, als die mittlere freie Weglänge der Ionen, die bei

Atmosphärendruck etwa 10^{-5} cm beträgt. Erst bei einem Dampfdruck von etwa 30 at im Spalt wird die freie Weglänge gleich der Dicke des Raumladungsgebietes. Die oben erwähnte Voraussetzung für die Gültigkeit der MacKeown'schen Gleichung ist also erfüllt.

5.2.3 Vorgänge im Spalt und an der Anode

Die durch thermische Feldemission aus der Kathode ausgelösten Elektronen werden im Kathodenfall beschleunigt. Sie können jedoch nicht den größten Teil ihrer hier gewonnenen kinetischen Energie zur Anode transportieren, da sie bereits vorher zahlreiche elastische und inelastische Stöße erleiden. Nur während der Zündperiode, d.h. vor dem eigentlichen Zündzeitpunkt (S.41), können fast alle Elektronen mit ihrer vollen kinetischen Energie auf die Anode auftreffen. Durch die dabei verursachte Verdampfung von Anodenmetall steigt der Druck zuerst bis zu einem für den Bogen charakteristischen Wert an; dann ist anzunehmen, daß er während der ganzen Bogendauer konstant bleibt, d.h. wenn sich der eigentliche Bogen eingestellt hat, herrscht bereits ein über dem Atmosphärendruck liegender Metaldampfdruck. Die Annahme eines im wesentlichen konstanten Metaldampfdruckes läßt sich auf folgende Weise begründen:

Die Bogenspannung und damit die Energiezufuhr ändert sich nicht während der Bogendauer. Das Volumen des Anodenkraters ist nach eigenen Messungen proportional der Bogendauer. Infolgedessen muß auch die Temperatur des Anodenkraters und damit die Verdampfungsrate und der Dampfdruck konstant sein. Während also in der Zündperiode die mittlere freie Weglänge der Elektronen etwa von der gleichen Größenordnung wie die Spaltweite ist, ist sie während der stationären Bogenphase

noch geringer. Bei einer Temperatur von etwa 10000°K , bei Drucken von 1 bis 35 at und bei einer Ionenstromdichte von ca. $2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ vor der Kathode beträgt nach G. ECKER [13] die mittlere freie Weglänge der Elektronen für Stöße mit Atomen und Ionen $2 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$. A. BAUER [14] gibt für eine Elektronentemperatur von 25000°K , eine Ionentemperatur von 10000°K und eine Ionenstromdichte von $2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ eine mittlere freie Weglänge der Elektronen von 10^{-6} cm für Stöße mit Atomen und Ionen vor einer Hg-Kathode an. Außerdem hängt die mittlere freie Weglänge durch ein Gas fliegender Elektronen von der Geschwindigkeit der Elektronen ab, wobei im allgemeinen ein Minimum bei bestimmten Geschwindigkeiten, d. h. bei bestimmten Beschleunigungsspannungen, auftritt. Diese minimale freie Weglänge liegt unter dem üblichen gaskinetischen Wert. Zahlen über die freie Weglänge von Elektronen in den hier interessierenden Metaldämpfen sind nicht bekannt, jedoch liegt das Minimum der mittleren freien Weglänge von Elektronen, die z. B. in Dämpfen von Na, Rb, K, Hg, Cd und Zn beschleunigt werden, bei Beschleunigungsspannungen in der Nähe der Anregungsspannung zum ersten Anregungszustand der betreffenden Atome [15]. Ähnliches ist auch bei Ag, Au, Pd oder Pt bzw. W anzunehmen. Nach der Zündung des Bogens ist also die mittlere freie Weglänge mit Sicherheit sehr viel kleiner als die Spaltbreite, und zwar beträgt sie etwa $1/100$ bis maximal $1/10$ des Elektrodenabstandes.

Die Stöße der von der Kathode kommenden Elektronen mit den Metallatomen sind also aus folgenden Gründen zum großen Teil inelastisch:

- a) Der Stoßquerschnitt der Metaldampf-Atome für die Elektronen hat ein Maximum gerade bei einer Beschleunigungs-

spannung der Elektronen, die mit einer Anregungsspannung zusammenfällt.

- b) Die Anregungswahrscheinlichkeiten für den Metaldampf sind bei der Bogenspannung sehr groß, unter Umständen befinden sich Maxima der Anregungsfunktion * in der Nähe der Bogenspannung, da die Anregungswahrscheinlichkeit für ein bestimmtes Energieniveau bei Beschleunigungsspannungen unter dem entsprechenden Anregungspotential Null ist und dann schnell bis zu einem Maximum ansteigt. Dieses Maximum liegt in den bekannten Fällen, z. B. bei Hg, nur wenige Volt oberhalb des Anregungspotentials. Andererseits ist aus diesem Grunde eine direkte einmalige Stoßionisation unwahrscheinlich, da die gesamte Bogenspannung nur 0,5 Volt über der Ionisierungsspannung liegt.
- c) Für zahlreiche inelastische Stöße spricht die sehr intensive Lichtemission, die beim Anodenbogen beobachtet wird.

Nach ENGEL und ROBSON [16] hat im Hg-Bogen jedes von der Kathode kommende Elektron nach etwa 10^{-4} cm einmal angeregt, wobei Druckabnahme in Richtung zur Anode hin zu berücksichtigen ist. In dem für die Anregung in Betracht kommenden Gebiet herrscht nach ENGEL und ROBSON ein Druck von nur etwa 0,1 at.

Im vorliegenden Fall nimmt jedoch wegen starker Anodenverdampfung der Druck zur Anode hin zu. Er muß mindestens 3,0 at betragen, da eine Berechnung des durch den Pinch-Effekt hervorgerufenen magnetischen Überdruckes 2,0 at ergab, wozu noch der Atmosphärendruck kommt. Der in der Achse des Bogenkanals hervorgerufene magnetische Druck beträgt [17]

$$p = \frac{J \cdot i}{c^2} \text{ [dyn/cm}^2\text{] ,} \quad (15)$$

* Anregungswahrscheinlichkeit als Funktion der Elektronengeschwindigkeit, d. h. der Beschleunigungsspannung.

wobei I bzw. j im Gaußschen Maßsystem einzusetzen sind. Für einen Kanaldurchmesser von $6 \cdot 10^{-3}$ cm und $j \approx 2 \cdot 10^6$ A/cm², d. h. an der Anode, errechnet sich daraus ein Überdruck von ca. 2 at. Für einen Kanaldurchmesser von $2,5 \cdot 10^{-3}$ und $j \approx 10^7$ A/cm², d. h. an der Kathode, errechnet sich ein Überdruck von ca. 10 at.

Wegen des hohen Druckes und der geringen freien mittleren Weglänge der Elektronen von maximal 10^{-5} cm folgt, daß in dem hier betrachteten Bogen jedes Elektron bereits bei einem Abstand von weit weniger als 10^{-4} cm von der Kathode mindestens einmal angeregt haben muß. Die Elektronen können also nur einen Bruchteil ihrer im Kathodenfall erlangten kinetischen Energie zur Anode transportieren.

In Abbildung 17 ist die Potentialverteilung zwischen Kathode und Anode dargestellt. Zwischen den Fermi-Niveaus der beiden Elektroden herrscht die Potentialdifferenz U_B , d. h. die gemessene Bogenspannung. Da bei der Feldemission hauptsächlich Elektronen aus der Nähe des Fermi-Niveaus den Potentialberg an der Kathodenoberfläche durchtunneln, befinden sich die gerade aus dem Metall ausgetretenen Elektronen auf dem gleichen Potential, wie im Innern des Metalls. An der Anodenoberfläche besitzen dagegen die Elektronen gegenüber dem Fermi-Niveau der Anode das Potential φ_A . Bei ihrer Ankunft an der Anode haben deshalb die von der Kathode kommenden Elektronen nur die Potentialdifferenz $U_K = U_B - \varphi_A$ durchlaufen*; ihre maximale kinetische Energie beträgt deshalb nicht eU_B , sondern $Q_{kin} = e(U_B - \varphi_A)$.

Im vorliegenden Fall beträgt die kinetische Energie $Q_{kin} \approx 4,5$ eV. Diese muß ausreichen, um eine genügende Anzahl Silberatome mit der Ionisierungsenergie 7,56 eV zu ionisieren. Thermische Ionisierung ist sehr unwahrscheinlich, da sich bei den in Frage kommenden kurzen Zeiten von 10^{-7} sec noch kein thermisches Gleichgewicht und deshalb keine ausreichend hohe Gastemperatur einstellen kann [18].

* Der Spannungsabfall zwischen dem Ende des Kathodenfallraumes und der Anodenoberfläche ist zu vernachlässigen.

Dagegen ist Stufenionisation über angeregte Zustände der Atome des Metaldampfes möglich, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- a) Elektronenenergie $>$ Anregungsenergie,
- b) Elektronenenergie $>$ Ionisierungsenergie - Anregungsenergie,
- c) Große Zahl angeregter Atome im Metaldampf.

Bei Silberdampf mit einer Ionisierungsenergie von 7,56 eV sind die Bedingungen a) und b) für die beiden Resonanzniveaus ($2P_{3/2}$, $2P_{1/2}$) mit Anregungsenergien von 3,78 und 3,66 eV gut erfüllt. Die Erfüllung der Bedingung c) setzt voraus, daß die Dichte der Metallatome im Spalt und die Anregungswahrscheinlichkeiten für die beiden Anregungszustände sehr groß sind. Die Anregungswahrscheinlichkeit hat ein Maximum, wenn die stoßenden Elektronen eine Beschleunigungsspannung von wenig mehr als der Anregungsspannung durchlaufen haben. Da im Falle des Ag-Anodenbogens die Beschleunigungsspannung nur um etwa 0,7 V höher ist, als die Anregungsspannung, ist die Bedingung für eine maximale Anregungswahrscheinlichkeit gegeben.

Für jeden Ionisierungsakt werden 2 stoßende Elektronen benötigt: Eines für die Anregung eines Atomes, und ein zweites für die Ionisierung des angeregten Atomes. Bei einem Ionenstromanteil von 20 % am Gesamtstrom müssen 50 % aller von der Kathode kommenden Elektronen zur Ionisierung beitragen. 25 % der Elektronen bewirken Anregung der $2P_{3/2}$ - und $2P_{1/2}$ -Niveaus des Silbers. Da sie hierbei durchschnittlich die Energie 3,7 eV pro Elektron abgeben, können sie nur noch 0,8 eV auf die Anode übertragen. Weitere 25 % der Elektronen geben die Energie $e(U_1 - U_a)$, d. h. etwa 3,9 eV an angeregte Atome ab und bewirken damit deren Ionisierung. Diese Elektronen könnten also nur noch mit einer maximalen Restenergie von 0,6 eV zur Anode kommen. Da aber auch an die abgetrennten Elektronen kinetische Energie übertragen wird, kommen sowohl die ionisierenden, wie auch die

von den Atomen abgetrennten Elektronen im Mittel mit 0,3 eV pro Elektron an der Anodenoberfläche an.

Die restlichen von der Kathode emittierten Elektronen (ebenfalls 40 % des Gesamtstromes) bewirken nur Anregung von Silberatomen. Diese angeregten Atome sind für die intensive Lichtemission verantwortlich. Spektroskopisch wurden im sichtbaren Bereich die folgenden Spektrallinien beobachtet:

5471 Å vom Übergang $3D_{3/2} \rightarrow 2P_{3/2}$, 5465 Å vom Übergang $3D_{5/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ und 5209 Å vom Übergang $3D_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$. Alle diese Übergänge gehen von Energieniveaus bei 6,04 eV aus und enden in Niveaus bei 3,78 und 3,66 eV.* Auch die Anregung in die 6,04 eV-Niveaus kann nur stufenweise geschehen. Da hierfür stets ein diskreter Energiebetrag - 2,26 oder 2,38 eV - erforderlich ist, werden solche Anregungsakte weniger häufig erfolgen als die Ionisierungsakte. Eine genauere Angabe kann nicht gemacht werden. Die von 3,78 bzw. 3,66 eV auf 6,04 eV anregenden Elektronen transportieren eine Restenergie von etwa 2,2 eV zur Anode; man kann jedoch nicht angeben, wie groß der Anteil dieser Elektronen ist. Da alle Energieübergänge in höhere Zustände (sowohl Ionisierung wie Anregung) von den bei 3,78 bzw. 3,66 eV liegenden Energieniveaus aus erfolgen, darf man mit Sicherheit annehmen, daß weit mehr als 50 % aller von der Kathode kommenden Elektronen eine Anregung in diese Zustände bewirken, da ja auch intensive Emission aus diesen Niveaus erfolgt. Mit der Annahme, daß die Zahl der Anregungsakte in die 6,04 eV-Niveaus gegenüber den Ionisierungsakten zu vernachlässigen ist, kann man näherungsweise die maximale von den Elektronen zur Anode transportierte kinetische Energie ermitteln:

* Die Spektrallinien, die den Übergängen aus diesen Niveaus in den Grundzustand entsprechen, liegen im nahen UV (3280 Å für $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ und 3382 Å für $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$).

Anteil am Elektronenstrom	Prozeß	Energieverlust	Restenergie (zur Anode)
50 bis 75 %	Anreg. 0 → 3,7 eV	3,7 eV	0,8 eV
25 %	Ionis. 3,7 → 7,6 eV	3,9 eV	0,6 eV
25 bis 0 %	keine Anregung	0	4,5 eV

Daraus folgt, daß durch die Elektronen die kinetische Energie $2,0 \cdot 10^{-5} < Q_{\text{kin}} < 4,6 \cdot 10^{-5}$ Wsec, im Mittel also

$$Q_{\text{kin}} \approx 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ Wsec}$$

auf die Anode übertragen werden kann.

Außer der kinetischen Energie geben die Elektronen noch die Rekombinationsenergie

$$Q_{\text{rekomb}} = \varphi_A \cdot J_B \cdot t_B = 9,5 \cdot 10^{-5} \text{ Wsec}$$

an die Anode ab. Damit beträgt die gesamte der Anode zugeführte Energie

$$Q_A = Q_{\text{kin}} + Q_{\text{rekomb}} = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ Wsec.}$$

Energiebilanz an der Anode

Die vom Anodenkrater abgeführte Energie setzt sich aus den folgenden Beträgen zusammen:

a) Energie zum Aufschmelzen des Kratervolumens

$$Q_{\text{Sm}} = V_A \cdot q_{\text{Sm}} \quad (6')$$

$$q_{\text{Sm}} = 1,1 \cdot 10^3 \text{ Wsec/cm}^3 \text{ für Silber}$$

b) Energie, um die Temperatur des Kratervolumens von Raum- auf die Kratertemperatur T_A zu erhöhen (im Metall gespeicherte Energie):

$$Q_{\text{Heiz}} = c_A \cdot V_A \cdot T_A \quad (7')$$

$$c_A = 2,5 \text{ Wsec/cm}^3 \text{grd für Silber}$$

c) Durch Wärmeleitung ins Anodeninnere abgeleitete Energie:

$$Q_{\text{Leit}} = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_A \cdot r_A' \cdot T_A \cdot t_B \quad (8')$$

$$\lambda_A = 4 \text{ W/cmgrd für Silber}$$

d) Energie, um ein gewisses Metallvolumen v_A zu verdampfen ($v_A \ll V_A$):

$$Q_V = v_A \cdot q_V \quad (9')$$

$$q_V = 2,5 \cdot 10^4 \text{ Wsec/cm}^3 \text{ für Silber}$$

Während sich das Kratervolumen V_A experimentell bestimmen läßt, kann man vorerst keine Aussage über das verdampfte Volumen v_A machen, da es nicht gemessen werden kann, und da auch die Temperatur des Anodenfleckes bzw. des Anodenkraters noch nicht bekannt ist. Sicher ist $v_A \ll V_A$. Mit $v_A = X \cdot V_A$ erhält man für die gesamte aus dem Anodenkrater abgeführte Energie:

$$Q_{ab} = X \cdot V_A \cdot q_v + V_A \cdot q_{Sm} + c_A \cdot V_A \cdot T_A + \pi \cdot \lambda_A \cdot r_A \cdot T_A \cdot t_B \quad (16)$$

Da der Kraterdurchmesser proportional zur Bogendauer wächst, wurde der mittlere Radius $r_A' = r_A/2$ in das Wärmeleitungs-glied (c) eingesetzt. In Gleichung (16) sind noch die beiden Größen $X = v_A/V_A$ und T_A unbekannt. Nimmt man an, daß der Metaldampfdruck im Spalt mindestens 1 at beträgt, so folgt daraus $T_A = 2200^\circ\text{C}$; für den wahrscheinlicheren Dampfdruck von 3 at ergibt sich $T_A \approx 2500^\circ\text{C}$. Bei dieser Temperatur beträgt die Verdampfungsgeschwindigkeit von Silber ins Hochvakuum $w_{Ag} \approx 50 \text{ g/cm}^2 \text{ sec}$. Wegen des hohen Druckes darf man jedoch annehmen, daß $w_{Ag} \leq 5 \text{ g/cm}^2 \text{ sec}$. Während der ganzen Bogendauer kann demnach höchstens das Metallvolumen $v_A \approx 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3$ aus dem Anodenkrater weg-dampfen, d. h. $X \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$.

Das verdampfte Volumen kann deshalb gegenüber dem geschmolzenen Kratervolumen vernachlässigt werden.

In Abbildung 18 ist die aus dem Anodenkrater abgeführte Energie in Abhängigkeit von der Anodentemperatur dargestellt. Die zugeführte Energie $Q_A = Q_{kin} + Q_{rekomb}$ ist als horizontale Gerade eingezeichnet, und zwar sowohl für den Fall, daß die Elektronen nach dem oben geschilderten Mechanismus nur noch mit etwa 30 % ihrer kinetischen Energie an der Anode ankommen als auch für den Extremfall, daß sie ihre volle kinetische Energie $J_- (U_B - \varphi_A)$ auf die Anode übertragen. In Anbetracht der in den Überlegungen ent-

haltenen Näherungen und der Meßunsicherheiten bei U_B und V_A darf man sagen, daß der neue Mechanismus, zumindest bis zu einer Anodentemperatur von etwa 2500 °C, für Silber eine ausreichende Energiezufuhr zur Anode ermöglicht. Dieser Bogenmechanismus ist dann optimal, wenn eine sehr hohe Dichte angeregter Atome zwischen Kathode und Anode herrscht, da er einen besonders niedrigen Spannungsbedarf aufweist:

$$U_{anr} < U_K < U_1 \quad (17 a)$$

$$U_B = \frac{U_1}{2} + \varphi_A + \Delta U \quad (17 b)$$

Mit $U_B = U_K + \varphi_A$ und $0 < \Delta U \leq 1$ V. In Tabelle 12 sind die gemessenen und die sich aus (17 b) ergebenden Bogen- spannungen für einige Elektrodenkombinationen einander ge- genübergestellt. Die Übereinstimmung ist gut.

Tabelle 12

Vergleich gemessener Bogenspannungen mit der Beziehung

$$U_B = \frac{U_1}{2} + \varphi_A + \Delta U$$

Elektroden- kombinationen	$\frac{U_1^*}{V}$	φ_A V	$\frac{U_1}{2} + \varphi_A$ V	$\frac{U_B^{**}}{V}$	ΔU V
Ag-/Ag+	7,6	3,5	7,3	8,0	0,7
Pd-/Pd+	8,3	5,0	9,15	9,5	0,35
Pt-/Pt+	8,8	5,0	9,4	9,5	0,1
W -/W +	7,7	4,3	8,15	8,5	0,35
Ag-/W +	7,6	4,3	8,1	8,5	0,4
Pd-/W +	8,3	4,3	8,45	9,0	0,55
W -/Ag+	7,6	3,5	7,3	8,0	0,7

* des Metaldampfes

** gemessene Werte

5.3 Der Mechanismus des Anodenbogens für weitere Elektrodenkombinationen

Der für die Kombination W-/Ag+ abgeleitete Mechanismus läßt sich ohne weiteres auf die Paarung Ag-/Ag+ übertragen. Die Vorgänge im Spalt und an der Anode ändern sich hierbei nicht; der kathodische Emissionsmechanismus funktioniert nach Abbildung 15 wegen des niedrigen Austrittspotentials von 3,5 V auch noch bei der Siedetemperatur des Silbers

Für Kombinationen mit einer Pd- oder W-Anode ist zu prüfen, ob die den Bogenmechanismus charakterisierende niedrige Energie der Elektronen ausreicht, um die beobachteten Anodenkrater zu erzeugen. In Abbildung 19 ist deshalb die aus dem Anodenkrater abgeführte Energie* in Abhängigkeit vom Radius des Kraters für Ag, Pd und W für den Fall wiedergegeben, daß gerade Siedetemperatur herrscht. Für die zugeführte Energie ist sowohl die maximale Elektronenenergie $Q_{\max} = J_B [S(U_B - \varphi_A) + \varphi_A]$, als auch die wahrscheinlichste Elektronenenergie eingetragen. Als wahrscheinlichste Energie ist dabei diejenige anzusehen, die sich ergibt, wenn die Elektronen etwa 70 % ihrer kinetischen Energie durch inelastische Stöße verlieren: $Q_w = J_B [0,3 S(U_B - \varphi_A) + \varphi_A]$.

Abbildung 19 zeigt, daß der für eine Ag-Anode abgeleitete Mechanismus des Anodenbogens auch für Anodenmetalle mit höheren Siedepunkten noch möglich ist.

Silber besitzt nur wenige Anregungszustände mit hoher Intensität der von diesen ausgehenden Spektrallinien (3,66, 3,78, 6,04 eV). Palladium und Platin weisen mehrere Niveaus zwischen 4 und 5 eV mit Emission sehr intensiver Spektrallinien auf. Wofram dagegen besitzt eine sehr große Zahl von Anregungszuständen zwischen 3 und 6 eV, die alle nur schwache Linien emittieren.

* nach Gleichung (16)

5.4 Der Übergang vom "Anoden"- zum "Kathodenbogen"

Die von einem "Kathodenbogen" auf den Elektroden hervorgerufenen Spuren beweisen, daß dieser Bogentyp nicht einfach durch eine radiale Expansion des Bogenkanales bei zunehmender Bogenlänge entstehen kann, sondern daß er durch

A u f s p a l t u n g d e s B o g e n k a n a l e s
zustande kommt. Im Übergangsbereich zwischen Anoden- und Kathodenbögen wurden häufig Bogenspuren auf den Elektroden beobachtet, die durch Überlagerung eines Anoden- und eines Kathodenbogens zustande gekommen waren:

Auf der Kathode befand sich am Rande oder in der Mitte des typischen dispersen Fleckes eine für Anodenbögen typische Aufrauung. Entsprechend zeigte sich auf der Anode ein größerer rauher oder glatter Krater in der ausgedehnten sanft welligen Schmelzstelle. In einem solchen Fall trat stets am Ende des Bogens, ebenso wie bei reinen Anodenbögen, eine metallische Überbrückung des Spaltes (Verschweißung) durch das aus dem Krater herausgeschleuderte Metall auf. Da ein Kathodenbogen oberhalb einer Spaltweite von $2 \cdot 10^{-4}$ cm niemals eine solche Überbrückung hervorrief, mußte also ein Kathodenbogen in einen Anodenbogen übergegangen sein. Ein solcher Übergang ist nur dann möglich, wenn der Bogenansatz anfangs mit hoher Geschwindigkeit, oder sprunghaft auf der Kathode umherläuft und auf diese Weise einen relativ ausgedehnten dispersen Fleck erzeugt, und wenn er dann aus irgendeinem Grunde in seiner Bewegung gehemmt wird und sozusagen festbrennt. Eine solche Bewegungshemmung kann durch Elektrodenrauigkeiten verursacht werden. Diese Rauigkeiten können durch den Bogen vorher selbst erzeugt worden sein. Besonders wirkungsvoll sind Spitzen auf der Anode, da sie auch bei relativ geringer auffallender Energiedichte zur Verdampfung gebracht werden, so daß nunmehr die für einen stationären Bogen

benötigte hohe Dampfdichte aus der Anode erzeugt wird. Da der Bogenansatz nun an einer Stelle bleibt, kann ein größerer Krater gebildet werden.

Die Elektrodenansatzpunkte des Kathodenbogens sowie der ganze Bogenkanal selbst, wandern sprunghaft und mit hoher Geschwindigkeit senkrecht zur Bogenachse. Dabei besteht sowohl die Möglichkeit, daß nur ein einziger Bogen wandert, als auch die, daß der Kanal in einige Teilkanäle aufspaltet, die sich unabhängig voneinander bewegen. Wahrscheinlicher ist die zweite Möglichkeit, da sonst unwahrscheinlich hohe Stromdichten von mehr als 10^8 A/cm^2 an der Kathode auftreten müßten. Es kann jedoch kein feststehender, gleichzeitig in sehr viele Teilkanäle aufgespaltener Bogen vorliegen*.

Da die Anzahl und Dichte der Kathodenspuren wesentlich größer ist als die der Anodenmulden, muß der Bogen entweder an den Anodenfußpunkten länger verharren, oder aber die beobachteten Anodenmulden sind nur die zu den Bogenkanälen größter Stromdichte gehörenden Fußpunkte. Eine große Anzahl weiterer Kanäle, die neben diesen Hauptkanälen noch existieren können, würde dann wegen zu geringer Energiedichte keine merklichen Anodenspuren hervorrufen.

In Anbetracht der unübersichtlichen Elektroden Spuren, die der Kathodenbogen erzeugt, ist es unmöglich, ebenso wie beim Anodenbogen eine Energiebilanz an den Elektroden aufzustellen. Es muß deshalb der Bogenmechanismus aus dem des Anodenbogens dadurch abgeleitet werden, daß man ermittelt, welche notwendigen Bedingungen bei einer Vergrößerung des Elektrodenabstandes nicht mehr erfüllt sind.

Im Anodenbogen werden die Elektronen durch Feldemission aus der Kathode ausgelöst. Die dazu nötige hohe Feldstärke

* Überlappung der Schmelzmulden auf der Anode

vor der Kathode wird durch die Raumladung positiver Ionen erzeugt. Aus der Energiebilanz an der Kathode wurde ein maximaler Ionenstromanteil von 20 % ermittelt. Damit aber der hohe Ionisierungsgrad überhaupt möglich ist, muß eine große Teilchendichte, d.h. ein hoher Dampfdruck im Spalt herrschen. Die Anregungs- bzw. Ionisierungswahrscheinlichkeit durch Elektronenstoß nimmt mit der Anzahl der stoßenden Teilchen zu:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot \bar{u}$$

dN/dt ist die Bildungsrate des veränderten Molekularzustandes, d.h. im vorliegenden Fall der Ionen oder angeregten Atome; N_1 und N_2 sind die Dichten der stoßenden Teilchen (Elektronen und Atome); σ ist der Stoßquerschnitt, $\bar{u}$ die mittlere Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner.

Wird die Dichte der Metaldampf-atome infolge schwacher Anodenverdampfung sehr niedrig, dann muß nach obiger Gleichung auch die Ionisierungsrate klein werden, und der aufgezeigte Bogenmechanismus wird in Frage gestellt, da er einen hohen Ionenstromanteil erfordert. In Abbildung 20 ist die nach Gleichung (12a) berechnete kathodische Feldstärke E_K als Funktion des Elektronenstromanteiles S für die minimale und die maximale kathodische Stromdichte, sowie für $j_K = 1 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ dargestellt. Da für die minimale Stromdichte eine Feldstärke $E_K \approx 4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ und für die maximale Stromdichte eine Feldstärke $E_K \approx 8 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ erforderlich ist, kann nach Abbildung 20 eine Feldemission nur stattfinden, wenn

$$\begin{aligned} S &\approx 0,8 & \text{für } j_{\min} &= 1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2 \\ S &\approx 0,95 & \text{für } j_{\max} &= 2 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2 \end{aligned}$$

Steigt der Elektronenstromanteil wegen zu geringer Ionisierungswahrscheinlichkeit über diese Grenzwerte an, dann sinkt die Feldstärke unter den für den Emissionsmechanismus erforderlichen Mindestwert, und der Bogen muß entwe-

der verlöschen oder nach einem anderen Mechanismus brennen.

Damit es zur Zündung eines Bogens im Metaldampf kommen kann, muß die Dichte der Metaldampf-Atome im Spalt die ursprüngliche atmosphärische Gasdichte überschreiten, da sonst der Bogen auch ohne Metaldampf zünden könnte. Die freie Weglänge der von der Kathode kommenden Elektronen muß also kleiner sein als in der Gasatmosphäre, damit genügend Stöße zwischen Elektronen und Atomen und damit Ionisierungsakte vorkommen können. Die Dichte der Gasmoleküle im Spalt beträgt bei Normaltemperatur größenordnungsmäßig 10^{19} cm^{-3} . Man muß deshalb eine mindestens ebenso hohe Dichte der Metallatome vor der Anode fordern. Zwischen dem Sättigungsdampfdruck p [dyn/cm^2] über einer auf der absoluten Temperatur T_{abs} befindlichen Metalloberfläche und der Dichte N der Atome im Metaldampf besteht die Beziehung

$$N = p/kT_{\text{abs}} \quad (18)$$

Setzt man p in Torr und den Zahlenwert für k ein, so lautet die Gleichung (18)

$$N = 9,7 \cdot 10^{18} p/T_{\text{abs}} \quad (18')$$

Fordert man eine Metaldampfdichte $N \approx 10^{19}$ vor der Anode, so ergibt sich die Bedingungsgleichung

$$\frac{p}{T_{\text{abs}}} \approx 1 \text{ [Torr/grad]} \quad (19)$$

Geht man hiermit in die Dampfdruckkurve des entsprechenden Anodenmetalls ein, dann liefert der Schnittpunkt beider Kurven den für die Bogenzündung nötigen Dampfdruck und die dazu gehörende Temperatur des von Primär-Elektronen getroffenen Anodenfleckes. Man erhält eine Teilchendichte $N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ unmittelbar vor der Anode bei den in Tabelle 13 wiedergegebenen Temperaturen und Dampfdrucken.

Tabelle 13

Dampfdruck p , Anodenflecktemperatur T_A , Verdampfungs-
geschwindigkeit w und Verdampfungsleistung L_V die zur Er-
zeugung einer Teilchendichte $N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ vor der Anode
erforderlich sind.

	Ag	Pd	Pt	W
T_A °C	$2,5 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$	$6,5 \cdot 10^3$
p Torr	$2,8 \cdot 10^3$	$4,8 \cdot 10^3$	$5,3 \cdot 10^3$	$6,8 \cdot 10^3$
w g/cm ² sec	33	42	59	65
L_V Watt/cm ²	$8 \cdot 10^4$	$1,05 \cdot 10^5$	$1,15 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^5$

Aus dem Dampfdruck und der Temperatur läßt sich mittels
der Beziehung

$$w = 5,85 \cdot 10^{-2} \cdot p \cdot \sqrt{\frac{A}{T_{\text{abs}}}} \quad (20)$$

die Verdampfungs geschwindigkeit w ermitteln.

Durch Multiplikation mit der spezifischen Verdampfungs-
wärme q_V erhält man aus w die pro Sekunde und cm² aufzu-
wendende Verdampfungsenergie L_V . Sowohl w wie auch L_V
sind ebenfalls in Tabelle 13 wiedergegeben. Zur Erzeugung
einer der atmosphärischen Moleküldichte gleichen Dichte
von Metallatomen ist bei einer Pd- bzw. Pt-Anode etwa die
doppelte, bei einer W-Anode die vierfache Verdampfungs-
energiedichte nötig, wie bei einer Ag-Anode.

Die in Tabelle 13 wiedergegebenen Leistungsdichten L_V
stellen Mindestwerte dar, die an irgendeiner Anodenstelle
auftreten müssen, damit der zur Bogenzündung nötige Metall-
dampf mit einer Dichte von ca. 10^{19} Atomen/cm³ vor der
Anode erzeugt wird. Hierin sind die zum Aufheizen und
Schmelzen der verdampften Metallmenge nötigen Energie-
beträge sowie die durch Wärmeleitung weggeführte Energie

nicht berücksichtigt. Eine solche Vernachlässigung ist nur dann näherungsweise zulässig, wenn man annimmt, daß im Vorzündstadium nur mikroskopisch kleine Spitzen verdampft werden, und wenn man den Zeitraum bis zur Erreichung der Verdampfungstemperatur nicht berücksichtigt. Die Leistungsdichte L_V wird bis zur endgültigen Bogenzündung praktisch nur durch die kinetische Energie der von der Kathode kommenden Primärelektronen hervorgerufen. Da in diesem Stadium noch fast die gesamte Ladespannung des Impulserzeugers an den Elektroden liegt, muß die folgende Bedingung erfüllt sein:

$$j_- \cdot U_{\text{Batt}} \geq L_V \quad (21)$$

Aus Gleichung (21) ergeben sich dann die für die einzelnen Anodenwerkstoffe nötigen Mindeststromdichten an der Anode:

Ag	$j_- \geq 200 \text{ A/cm}^2$
Pd, Pt	$j_- \geq 400 \text{ A/cm}^2$
W	$j_- \geq 900 \text{ A/cm}^2$

Berücksichtigt man außer der Verdampfungsleistung L_V auch die Wärmeleitungsleistung $L_{\text{Leit}} = 2 \cdot \lambda \cdot T_A / r_A$,

sowie die zum Aufheizen und Schmelzen des unter dem Anodenfleck befindlichen Volumens $V \approx \frac{2}{3} \pi \cdot r^3$ benötigte Leistungsdichte $L_{\text{Heiz}} + L_{\text{Sm}} = \frac{2r}{3t} (cT_A + q_{\text{Sm}})$, so kommt man zu sehr viel höheren an der Anode benötigten Leistungsdichten. Diese hängen vom Radius des Anodenfleckes und von der Zeit t ab, in der die Temperatur T_A erreicht wird. Sie sind in Abbildung 21 als Funktion von r_A für $t = 10^{-7}$ sec für Ag, Pd und W graphisch dargestellt.

Gegen diese Werte ist der Betrag L_V stets zu vernachlässigen. Hat der Fleck jedoch einmal die Temperatur T_A erreicht, dann sind im wesentlichen nur noch L_V und L_{Leit} wirksam, aber auch dann gilt $L_V < L_{Leit}$. Führt man die zu Abbildung 21 führenden Berechnungen auch für andere Zeiten t durch, so ergeben sich zwar andere Absolutbeträge von $L_A = L_{Leit} + L_{Heiz} + L_{Sm}$, es gibt aber stets bei einem bestimmten Radius r_A ein Minimum. Dieses Minimum der Leistungsdichte liegt für die Pd-Anode bei den kleinsten Fleckradien, für Ag bei den größten. Für W liegt es zwischen diesen beiden Extremen. Aus Abbildung 21 und der Zündbedingung

$$L_A = j_- \cdot U_{Batt} \quad (21')$$

erhält man bei $U_{Batt} = 350$ V für Ag-, Pd- und W-Anoden die folgenden zur Bogenzündung nötigen Elektronenstromdichten an der Anode:

$$\begin{aligned} \text{Ag-Anode: } j_{-A} &\approx 6 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \\ \text{Pd-Anode: } j_{-A} &\approx 5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \\ \text{W -Anode: } j_{-A} &\approx 9 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \end{aligned}$$

Bei Berücksichtigung der Aufheiz- und Schmelzenergie sowie der Wärmeleitung erhält man also eine etwa 100fache anodische Stromdichte gegenüber dem zuerst angeführten Fall. Die wirkliche Stromdichte liegt zwischen diesen beiden Grenzfällen:

$$\begin{aligned} \text{Ag-Anode: } 2 \cdot 10^2 &\leq j_A \leq 6 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \\ \text{Pd-Anode: } 4 \cdot 10^2 &\leq j_A \leq 5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \\ \text{W -Anode: } 9 \cdot 10^2 &\leq j_A \leq 9 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \end{aligned}$$

Geht man von einer größeren Aufheizzeit aus, als der Abb.21 zugrunde gelegt wurde ($t = 10^{-7}$ sec), so rückt die obere Grenzstromdichte etwas näher an die untere heran, d.h. der Bereich für die Zündstromdichte j_A wird enger.

Damit die für eine Zündung des Bogens in Anodenmetallldampf notwendigen Elektronenstromdichten aus der Kathode ausgelöst werden können, müssen nach der Fowler-Nordheim-Gleichung die folgenden Feldstärken an der Kathode herrschen:

Elektroden- kombination	$E_K^{\min}$ V/cm	$E_K^{\max}$ V/cm
Ag-/Ag+	$3,0 \cdot 10^7$	$4,3 \cdot 10^7$
Ag-/Pd+	$3,3 \cdot 10^7$	$4,3 \cdot 10^7$
Ag-/W +	$3,5 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^7$
Pd-/Pd+	$5,0 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^7$
Pd-/Ag+	$4,8 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^7$
Pd-/W +	$5,3 \cdot 10^7$	$7,1 \cdot 10^7$
W -/W +	$4,5 \cdot 10^7$	$5,8 \cdot 10^7$
W -/Ag+	$4,0 \cdot 10^7$	$5,5 \cdot 10^7$

Der niedrigere Wert $E_K^{\min}$ gilt für den Fall, daß die Schmelz- und Wärmeleitungsenergie vernachlässigt werden kann, daß also nur die Verdampfungsleistung L_V aufzubringen ist*.

Der höhere Wert $E_K^{\max}$ gilt für den Fall, daß die aus Abbildung 21 ermittelte minimale Leistungsdichte $L_A = L_{\text{Heiz}} + L_{\text{Sm}} + L_{\text{Leit}}$ aufzubringen ist. Diese Angaben haben natürlich nur qualitativen Wert, da sich der Zahlenwert von $E_K^{\max}$ mit der Zeit, die bis zur Zündung verstreicht, ändert.

Man erkennt jedoch, daß die Elektrodenpaarungen mit den niedrigsten kritischen Elektrodenabständen auch die höchsten Zündfeldstärken für den Anodenbogen benötigen. Da durch den Emissionsstrom eine Aufheizung der kathodischen Emissionszentren erfolgt, tritt eine Erniedrigung der Zündfeldstärke an der Kathode ein.

* Verdampfung von Oberflächenrauigkeiten

Während des Vorentladungs- oder Aufbaustadiums des Bogens ist die Dichte der Metallatome im Spalt zwischen Anode und Kathode noch sehr gering, und der Strom ist praktisch ein reiner Elektronenstrom. Der Potentialverlauf zwischen den beiden Elektroden ist deshalb nahezu linear, und die Geschwindigkeit der Elektronen wächst stetig mit ihrem Abstand von der Kathode. Da der Stoßquerschnitt der im Spalt vorhandenen Metallatome für die Elektronen bei Beschleunigungsspannungen von wenigen Volt größer ist als bei Spannungen von einigen 100 Volt, und da er außerdem ein Maximum bei Spannungen in der Nähe von Anregungspotentialen der Atome besitzt, wird die Zündung des Bogens sehr erleichtert werden, wenn die "Metалldampfwolke" möglichst nahe an die Kathode heranreicht. Außerdem ist die Feldstärke vor der Kathode wesentlich höher, wenn die Ionisation möglichst nahe an der Kathodenoberfläche erfolgt. Die Ionen müssen dann auch nicht erst den ganzen Spalt durchqueren um die Elektronenemission verstärken zu können, wie dies der Fall ist, wenn sich Metалldampf nur in einer sehr dünnen Schicht unmittelbar vor der Anode befindet.

Während des Vorentladungsstadiums erfolgt eine allmähliche Erhöhung der Elektronenstromdichte bis zu dem kritischen Wert der Zündstromdichte. Ist diese erreicht, so setzt die starke Anodenverdampfung ein, und der Bogen kann zünden.

Anmerkung: Auch bevor die kritische Zündstromdichte erreicht ist, wird bereits eine Verdampfung von Anodenmetall und eine Ionisierung von Metallatomen stattfinden. Diese Ionen sind ja auch nötig, um die erforderliche Zündfeldstärke an der Kathode (S.71) aufzubauen. Unter der Zündstromdichte ist nur diejenige Stromdichte zu verstehen, die eine so starke Verdampfung von Anodenmetall verursacht, daß die Dichte der Metallatome den Wert $N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erreicht bzw. überschreitet.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Bogenzündung im Dampf des Anodenmetalles dürfte dann am größten sein, wenn das vom Elektronenstrahl auf der Anode getroffene Gebiet gerade eine solche Ausdehnung hat, daß zur Erzielung einer ausreichenden Verdampfungstemperatur (Siedetemperatur) eine minimale Energiedichte an der Anode erforderlich ist. Die Abbildung 21 zeigt für Ag-, Pd- und W-Anoden, daß der zu diesem Minimum der Energiedichte gehörende Anodenfleckradius $r_A^{\min}$ in der Reihenfolge $r_{Pd}^{\min} - r_W^{\min} - r_{Ag}^{\min}$, also in derselben Reihenfolge wie der kritische Elektrodenabstand, wächst. Das Minimum ist bei Pd und W sehr tief und schmal, bei Ag dagegen flach und breit.

Der von der Kathode kommende Elektronenstrahl erfährt infolge seiner eigenen Raumladung, d. h. infolge der zwischen den Elektronen wirkenden elektrostatischen Abstoßungskräfte, sowie infolge einer Streuung von Elektronen an Gasmolekülen oder Metaldampfpartikeln eine mit der Entfernung von der Kathode zunehmende Strahlverbreiterung. Mit zunehmendem Elektrodenabstand nimmt deshalb der Durchmesser des Anodenfleckes zu und die Energiedichte im Anodenfleck ab. Ist der Elektrodenabstand noch so klein, daß $r_A < r_A^{\min}$ ist, dann nimmt die zur Verdampfung von Anodenmetall erforderliche Energiedichte mit r_A ab, und wegen der hohen Elektronenstromdichte kann der Anodenfleck stets die zur Verdampfung nötige Temperatur erreichen. Ist jedoch der Elektrodenabstand so groß, daß $r_A > r_A^{\min}$ wird, dann nimmt die Energiedichte der auftreffenden Elektronen mit d bzw. r_A weiter ab, die zur Verdampfung erforderliche Energiedichte nimmt jedoch jetzt mit r_A und demzufolge mit d zu. Es muß also ein Anodenfleckdurchmesser und damit auch ein Elektrodenabstand d existieren, bei dem die Energiedichte der Elektronen kleiner wird, als die zur Verdampfung erforderliche Energiedichte. Ein Bogen kann dann nur zünden, wenn eine ausreichende Dampfdichte durch Kathodenverdamp-

fung erzeugt wird*. Man darf annehmen, daß der kritische Radius des Anodenfleckes nur wenig von dem zur minimalen Energiedichte gehörenden Radius verschieden ist:

$r_A^{\min} \approx r_A^{\text{krit}}$. Da bei Annahme eines parallel aus der Kathode austretenden Elektronenstrahles und bei Vernachlässigung der im Spalt vorhandenen positiven Ionen der Radius des Strahles im Abstand d von der Kathode durch die Beziehung

$$r_d = r_K (1 + C \cdot d) \quad (22)$$

gegeben ist [19], folgt, daß zu dem kritischen Anodenfleckradius $r_A^{\min}$ auch ein kritischer Elektrodenabstand d_{krit} gehören muß.

Im Bereich $r_A \leq r_A^{\min}$ bzw. $d \leq d_{\text{krit}}$ ist nach dem oben Gesagten eine für die Bogenzündung ausreichende Anodenverdampfung möglich, hier treten deshalb überwiegend Anodenbögen auf.

Im Bereich $r_A > r_A^{\min}$ bzw. $d > d_{\text{krit}}$ reicht die Energiedichte der Elektronen nicht mehr aus, um die hohe Temperatur im Anodenfleck zu erzeugen, es müssen sich deshalb überwiegend Kathodenbögen ausbilden.

Eine Bestätigung liefert der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen:

Die experimentell ermittelten kritischen Elektrodenabstände (Tabelle 4) verhalten sich ebenso zueinander, wie die zur minimalen Energiedichte gehörenden kritischen Anodenfleckradien (Abbildung 21):

$$d_{\text{Pd}}^{\text{krit}} : d_{\text{W}}^{\text{krit}} : d_{\text{Ag}}^{\text{krit}} = 1 : 1,5 : 2,8$$

$$r_{\text{Pd}}^{\min} : r_{\text{W}}^{\min} : r_{\text{Ag}}^{\min} = 1 : 1,3 : 2,5$$

*Die Dampfdichte nimmt exponentiell mit dem Abstand von der verdampfenden Oberfläche ab. Bei gleicher Metaldampfdichte vor der Kathode kann deshalb bei einer Zündung des Bogens in Kathodenmetallampf die Kathodenflecktemperatur wesentlich niedriger sein, als die Anodenflecktemperatur bei einer Zündung des Bogens in Anodenmetallampf.

Der kritische Elektrodenabstand für den Übergang vom Anoden- in den Kathodenbogen ist demnach bei ein und demselben Kathodenmaterial umso kleiner, je kleiner derjenige Anodenfleckdurchmesser $2r_A^{\min}$ ist, bei dem die zur Erreichung der Verdampfungstemperatur des Anodenmaterials erforderliche Energiedichte

$Q_A = \frac{2}{3} \cdot r_A \cdot q_{A_{Sm}} + \frac{2}{3} \cdot r_A \cdot c_A \cdot T_A + \frac{\pi}{r_A} \cdot \lambda_A \cdot T_A \cdot t$
ein Minimum aufweist, bei dem also $\frac{dQ}{dr_A} = 0$ ist. Der zur minimalen Energiedichte gehörende Anodenfleckradius ergibt sich dann zu

$$r_A^{\min} = \frac{3\pi}{2} \sqrt{\frac{\lambda_A \cdot T_A \cdot t}{q_{A_{Sm}} + c_A \cdot T_A}} \quad (23)$$

Der kritische Abstand ist außerdem nach Seite 71 umso kleiner, je höher die Elektronenaustrittsarbeit der Kathode ist, da dann eine höhere Feldstärke vor der Kathode erforderlich ist, um die für eine Anodenverdampfung nötige Elektronenstromdichte zu erzeugen. Eine höhere Zündfeldstärke erfordert eine höhere Ionenkonzentration, also eine höhere Metaldampfdichte vor der Kathode. Bei hoher Austrittsarbeit kann demnach ein Anodenbogen nur dann zünden, wenn entweder der Spalt sehr schmal oder die Anodenflecktemperatur so hoch ist, daß bis an die Kathode heran eine ausreichende Dichte der Metaldampf-Atome herrscht. Bei allen Elektrodenpaarungen mit niedriger Austrittsarbeit der Kathode und mit leicht verdampfenden Bestandteilen in der Anode ergibt sich deshalb ein großer kritischer Abstand: Cu-/Cu+, Ag-/Ag+, Au-/Au+, PdAg-/PdAg+. Bei den Kombinationen Pd-/Ag+ und Ag-/Pd+ ist ein kritischer Ab-

stand zu erwarten, der zwischen dem von Ag-/Ag⁺ und dem von Pd-/Pd⁺ liegt: Bei Pd-/Ag⁺ erfordert die Pd-Kathode zwar eine hohe Zündfeldstärke, andererseits kann die Ag-Anode noch bei einem etwas größeren Abstand die nötige Dampfdichte liefern als eine Pd-Anode. Bei Ag-/Pd⁺ erfordert die Kathode eine niedrigere Feldstärke zur Zündung, so daß eine geringere Dampfdichte benötigt wird als bei Pd-/Pd⁺ und der kritische Abstand ebenfalls zu einem etwas höheren Wert verschoben wird. Die Elektronenaustrittsarbeit der Ag-Pd-Legierungen ist nicht bekannt; sie liegt vermutlich nur wenig oberhalb derjenigen von Ag. Da außerdem die Anode genügend Ag-Dampf liefern kann, unterscheiden sich diese Kombinationen kaum von reinem Silber.

Die Aufspaltung des Bogenkanales im Kathodenbogen

Der Kathodenbogen stellt ebenso wie der Anodenbogen einen Feldemissionsbogen dar, bei dem die vor der Kathode erforderliche hohe Feldstärke durch positive Ionen erzeugt wird. Der für den Bogenmechanismus notwendige Metaldampf muß mangels ausreichender Anodenverdampfung durch Kathodenverdampfung erzeugt werden. Der Kathodenfußpunkt muß deshalb soviel Energie zugeführt bekommen, daß er annähernd die Siedetemperatur erreicht. Die maximal mögliche Temperatur des Kathodenfleckes läßt sich aus der Energiebilanz ermitteln:

$$T_K \leq \frac{3\pi g_K t_B j_K^2 r_K^2 + 12 t_B j_K r_K (1-5)(U_K + U_i - \varphi_K) - 8 q_K^{\text{sm}} r_K^2}{8(3\lambda_K t_B + c_K r_K^2)} \quad (24)$$

In Gleichung (24) ist, wie bei der Energiebilanz des Anodenbogens, die Verdampfungsenergie und die durch Wärmeleitung und Strahlung aus dem Plasma zugeführte Energie vernachlässigt.

Die maximal erreichbare Kathodentemperatur ist in den Abbildungen 22 bis 24 für eine Ag-, Pd- und W-Kathode in Abhängigkeit vom Radius des Kathodenfußpunktes für verschiedene Elektronenstromanteile und für Bogendauern von 0,1 und 0,3 μ sec dargestellt. T_K nimmt sehr stark mit wachsendem r_K ab und sinkt oberhalb eines kritischen Kathodenfleckdurchmessers unter die Siedetemperatur des Kathodenmaterials ab. In Wirklichkeit erfolgt der Abfall von T_K mit r_K noch steiler als in den Abbildungen 22 bis 24, da wegen der Expansion des Bogenansatzes j_K abnehmen muß, die Funktionen $T_K = f(r_K)$ gelten aber für eine konstante Stromdichte von 10^7 A/cm². Aus den Abbildungen 22 bis 24 folgt, daß der Kathodenbogen dann verlöschen muß, wenn der Kathodenfleckdurchmesser so groß geworden ist, daß die Kathodentemperatur nicht mehr ausreicht, um die für den Bogenmechanismus erforderliche Metalldampfdichte vor der Kathode aufrechtzuerhalten. Dies wird etwa dann der Fall sein, wenn T_K die Siedetemperatur unterschreitet. Der Bogen zündet dann sofort wieder an einer neuen Stelle und brennt hier ebenfalls nur so lange, bis auch der neue Fußpunkt den kritischen Durchmesser überschreitet. Nach Abbildung 15 müßte eine starke Temperaturerniedrigung des Kathodenansatzes durch eine Feldstärkeerhöhung kompensiert werden, damit die Elektronenemission aufrechterhalten werden kann. Eine Feldstärkeerhöhung ist andererseits nur möglich, wenn der Ionenstromanteil wächst, was wiederum eine stärkere Kathodenverdampfung zur Voraussetzung hat.

Aus Gleichung (24) bzw. aus den Abbildungen 22 bis 24 lassen sich die maximalen Abmessungen des Kathodenansatzes entnehmen, bei denen gerade noch die Siedetemperatur des Kathodenmaterials erreicht werden kann. Diese Werte sind in Tabelle 14 zusammengestellt. Die experimentell ermittelten maximalen Durchmesser der den dispersen Kathoden-

fleck bildenden kleinen Mulden stimmen ziemlich gut mit den Werten für $t_B = 0,1 \text{ } \mu\text{sec}$ und $S = 0,9$ und $1,0$ aus Tabelle 14 überein. Der größte Teil der Mulden weist jedoch um etwa eine Größenordnung kleinere Durchmesser auf. Hieraus ist zu schließen, daß die Dauer der einzelnen Teilbögen kürzer als $0,1 \text{ } \mu\text{sec}$ ist, und daß der Elektrotenstromanteil beim Kathodenbogen mit großer Wahrscheinlichkeit höher ist als beim Anodenbogen:

$$0,90 < S < 1$$

Tabelle 14

Aus Gleichung (24) berechnete maximale Durchmesser der Kathodenmulden für $T_K = T_{Sa}$

S	$\frac{T_{Sa}}{2 r_K} [\mu]$					
	$t_B = 0,1 \text{ } \mu\text{sec}$			$t_B = 0,3 \text{ } \mu\text{sec}$		
	Ag	Pd	W	Ag	Pd	W
1,0	4	11	10	5	14	13
0,9	10	13	12	13	17	15
0,8	14	15	14	19	21	18

Auf Seite 36 wurde die höhere Bogenspannung des Kathodenbogens mit dem Einfluß des Engewiderstandes und mit Schwankungen infolge des Wanderns der Bogenansätze erklärt. Diese Erklärung ist nahezu ausreichend, wenn stets nur ein einfacher Bogenansatz auftritt. Treten jedoch einige bewegliche Bogenansätze gleichzeitig aufeinander auf, so ist die gemessene Bogenspannung auf jeden Fall zu hoch, wenn man, wie beim Anodenbogen, Stufenionisation über angeregte Atome des Metaldampfes annimmt. Die hohe Bogenspannung des Kathodenbogens ist nur dann vollkommen verständlich, wenn direkte Stoßionisation stattfindet, da hierbei die Spannung $U_B \geq U_i + \varphi$ benötigt wird. Einem solchen Wert entsprechen etwa die beim Kathodenbogen gemessenen Bogenspannungen.

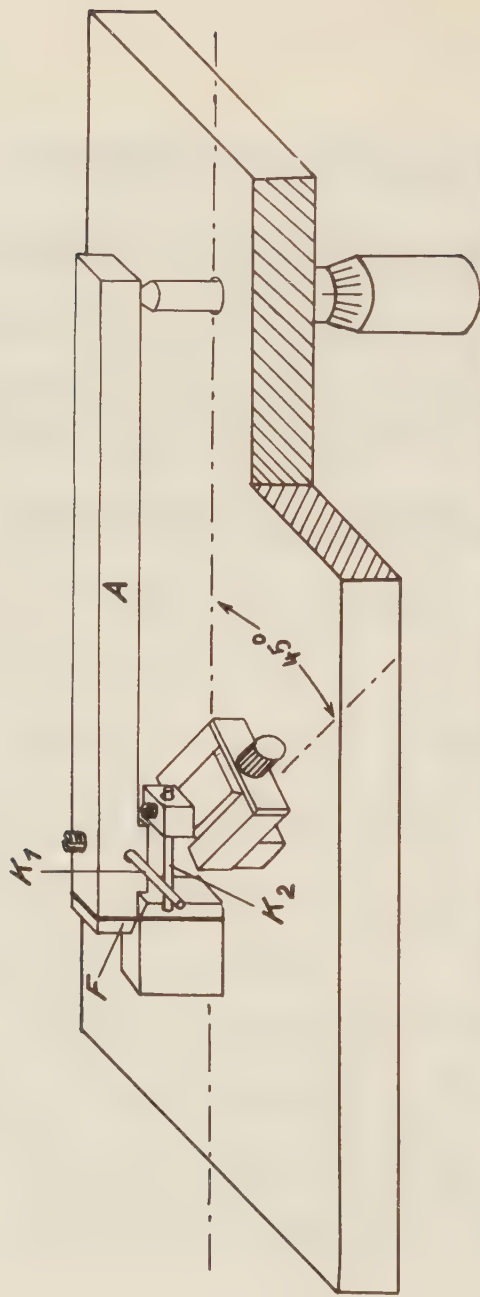
Direkte Stoßionisation dürfte im Kathodenbogen wahrscheinlicher sein als Stufenionisation: Die Metalldampfdichte sinkt rasch mit dem Abstand von der Kathodenoberfläche, T_K ist vermutlich niedriger als T_A im Anodenbogen. In einer Entfernung von wenigen freien Elektronenweglängen von der Kathode ist dann die Konzentration angeregter Atome bereits zu gering um noch Stufenionisation zu ermöglichen. Auf eine geringe Konzentration angeregter Atome weist auch die schwache Lichtemission hin.

L i t e r a t u r h i n w e i s e

- [1] L. H. Germer and W. S. Boyle: Two Distinct Types of Short Arcs. J. Appl. Phys. 27 (1956) 32.
- [2] P. Kisliuk: The Cathode Mechanism of Extremely Short Arcs. J. Appl. Phys. 25 (1954) 897.
- [3] W. S. Boyle and L. H. Germer: The Anode Mechanism of Extremely Short Arcs. J. Appl. Phys. 26 (1955) 571.
- [4] L. H. Germer: Physical Processes in Contact Erosion. J. Appl. Phys. 29 (1958) 1067.
- [5] M. M. Atalla: Arcing of Electrical Contacts in Telephone Circuits V, Mechanisms of the Short Arc and Erosion of Contacts. Bell Syst. Techn. J. 34 (1955) 1081.
- [6] M. M. Atalla: Arcing of Electrical Contacts in Telephone Circuits II, Characteristics of the Short Arc. Bell Syst. Techn. J. 32 (1953) 1493.
- [7] G. Ecker: Electrode Components of the Arc Discharge. Ergebn. d. exakt. Naturw. 33. Band (1961).
- [8] P. Kisliuk: Electron Emission at High Fields Due to Positive Ions. J. Appl. Phys. 30 (1959) 51.
- [9] M. von Ardenne: Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Ultramikroskopie, Band II. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956.
- [10] T. H. Lee: T-F Theory of Electron Emission in High-Current Arcs. J. Appl. Phys. 30 (1959) 166.
- [11] S. S. Mackeown: The Cathode Drop in an Electric Arc. Phys. Rev. 34 (1929) 611.
- [12] T. Wasserrab: Zur Theorie des Quecksilber-Kathodenflecks. Z. Phys. 130 (1951) 311.
- [13] G. Ecker: Elektrode Components of the Arc Discharge. Ergebn. d. exakt. Naturw. 33. Band (1961).
- [14] A. Bauer: Zur Feldbogentheorie bei kalten verdampfenden Kathoden. Z. Phys. 164 (1961) 563.
- [15] N. A. Kapzow: Elektrische Vorgänge in Gasen und im Vakuum. Deutscher Verlag d. Wissenschaften, Berlin, 1955.

- [16] A. von Engel and A. E. Robson: The Excitation Theory of Arcs with Evaporating Cathodes. Proc. Roy. Soc. London (A) 243 (1957) 217.
- [17] W. Finkelburg und H. Maecker: Elektrische Bögen und thermisches Plasma. Handbuch der Physik, Band 22, Gasentladungen II. Springer-Verlag, 1956.
- [18] W. Weizel und R. Rompe: Theorie elektrischer Lichtbögen und Funken. J. A. Barth-Verlag, Leipzig, 1949.
- W. K. Prokofjew, D. B. Gurewitsch, I. M. Beloussowa, J. A. Snigirew: Über die Zeit der Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichtes im Plasma einer Bogenentladung. Optik und Spektroskopie (russ.) 7 (1959) 14.
- [19] M. von Ardenne: Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, Band I. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956.

Abbildung 1
Die Elektrodenhalterung



- A = Hebelarm zur Untersezung der Mikrometerverschiebung
 F = Feder zur spielfreien Lagerung des Hebelarmes
 K₁ = feste Kontaktelektrode
 K₂ = verschiebbare Kontaktelektrode
 M = Mikrometerschraube

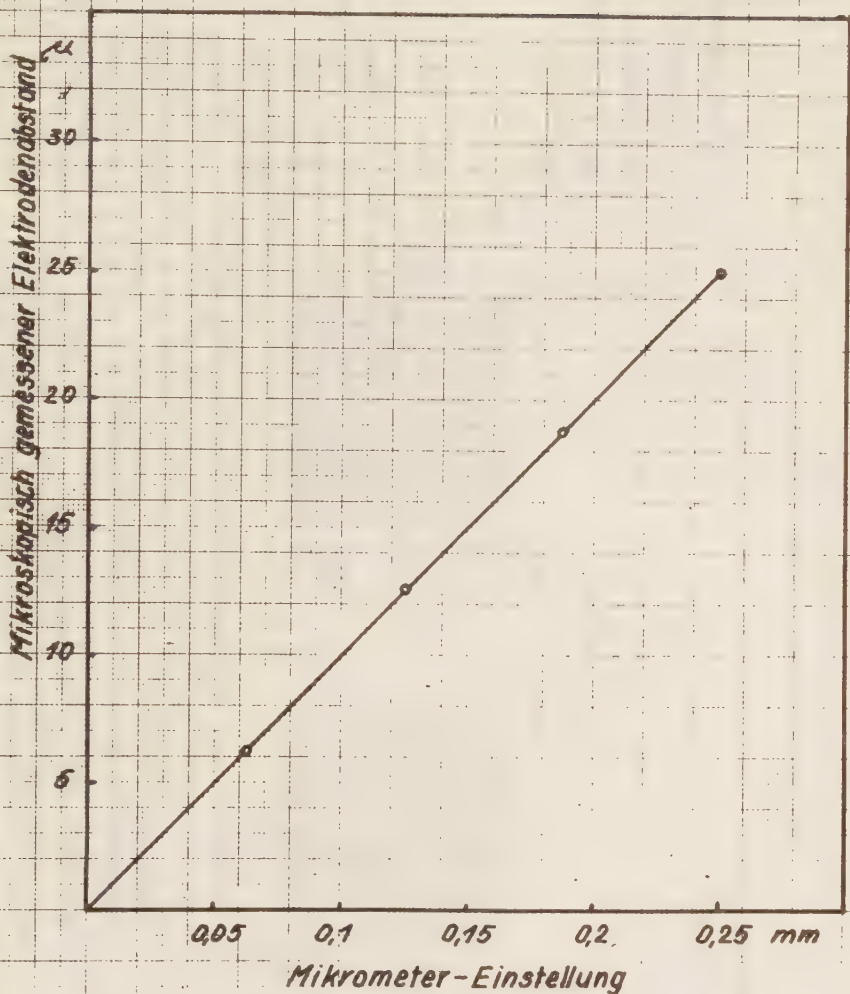


Abbildung 2
Überprüfung der Elektrodeneinstellung mit dem
Mikroskop

Abbildung 3
Schaltungsschema der
Versuchsanordnung

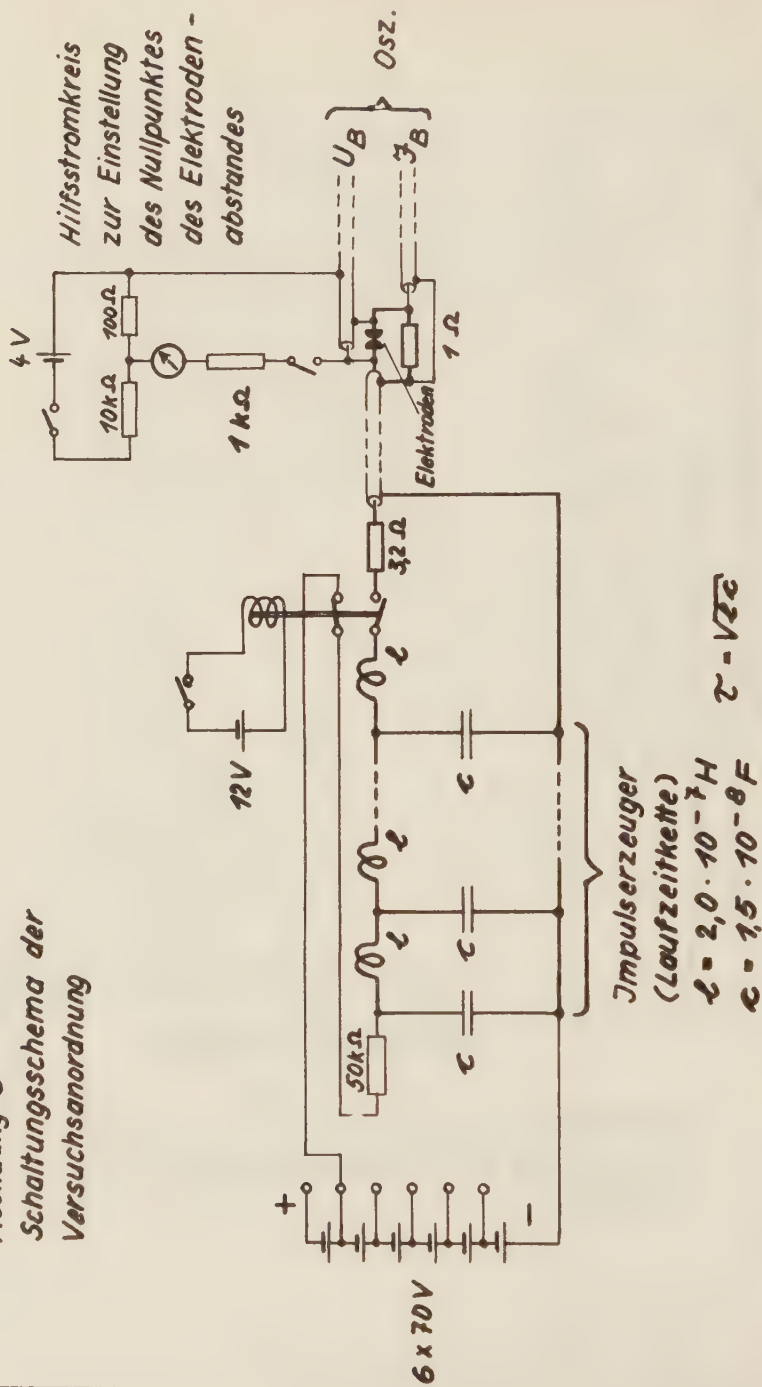
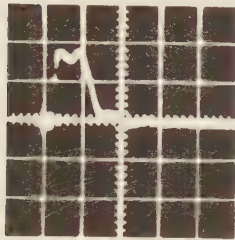


Abbildung 4

Oszillogramme des Lichtbogenstromes

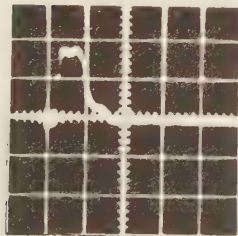
Abszisse : $1 \mu\text{sec}/\text{Skalenteil}$

Ordinate : $20 \text{ A} / \text{Skalenteil}$



Laufzeitkette mit 8 Gliedern

(Entladewiderstand 5Ω)



Laufzeitkette mit 5 Gliedern

(Entladewiderstand 5Ω)

Abbildung 5 a

Anodenbogen-Spuren auf symmetrischen Elektroden
(Ag, Cu, Pd, Pt, W und Legierungen).

$J_B = 30 \text{ A}$, $t_B \approx 0,5 \text{ } \mu\text{sec.}$

200 : 1

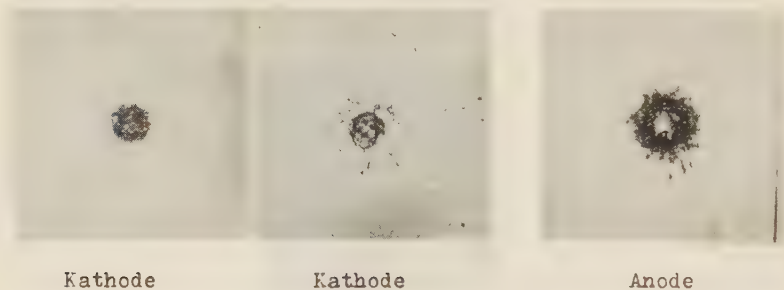


Abbildung 5 b

Kathodenbogen-Spuren auf symmetrischen Elektroden
(Ag, Cu, Pd, Pt und Legierungen).

$J_B = 30 \text{ A}$, $t_B \approx 0,5 \text{ } \mu\text{sec.}$

200 : 1

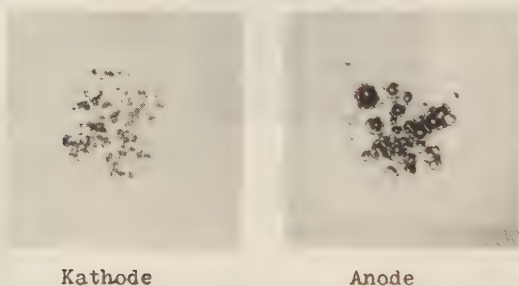


Abbildung 6

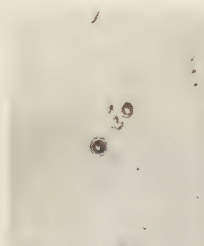
Kathodenbogen-Spuren auf symmetrischen W-Elektroden.

$J_B = 30 \text{ A}$, $t_B \approx 0,5/\mu\text{sec}$.

200 : 1



Kathode



Anode

Abbildung 7

Anodenbogen-Spuren auf unsymmetrischen Elektroden
(W-Kathoden, Ag-, Pd- und Pt-Anoden).

$J_B = 30 \text{ A}$; $t_B \approx 0,5/\mu\text{sec}$.

200 : 1



Kathode



Kathode



Anode

Abbildung 8 a

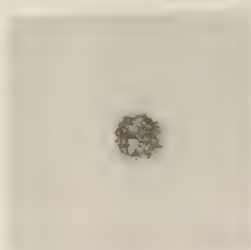
Anodenbogen-Spuren auf unsymmetrischen Elektroden
(Ag-, Pd- und Pt-Kathoden, W-Anoden).

$J_B = 30 \text{ A}$, $t_B \approx 0,5 \text{ } \mu\text{sec.}$

200 : 1



Kathode



Anode

Abbildung 8 b

Kathodenbogen-Spuren auf unsymmetrischen Elektroden
(Ag-, Pd- und Pt-Kathoden; W-Anoden).

$J_B = 30 \text{ A}$, $t_B \approx 0,5 \text{ } \mu\text{sec.}$

200 : 1



Kathode



Anode

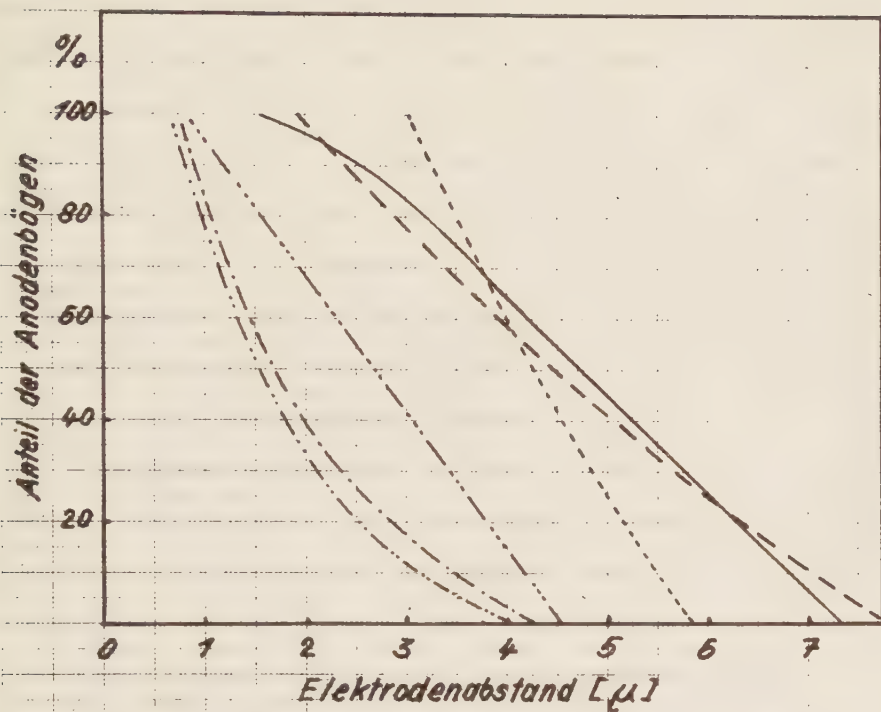


Abbildung 9
 Prozentualer Anteil der Anodenbögen.
 Symmetrische Elektrodenkombinationen:

— Ag
 - - Au
 ... Cu
 - . - Pd
 - - - Pt
 - - - W

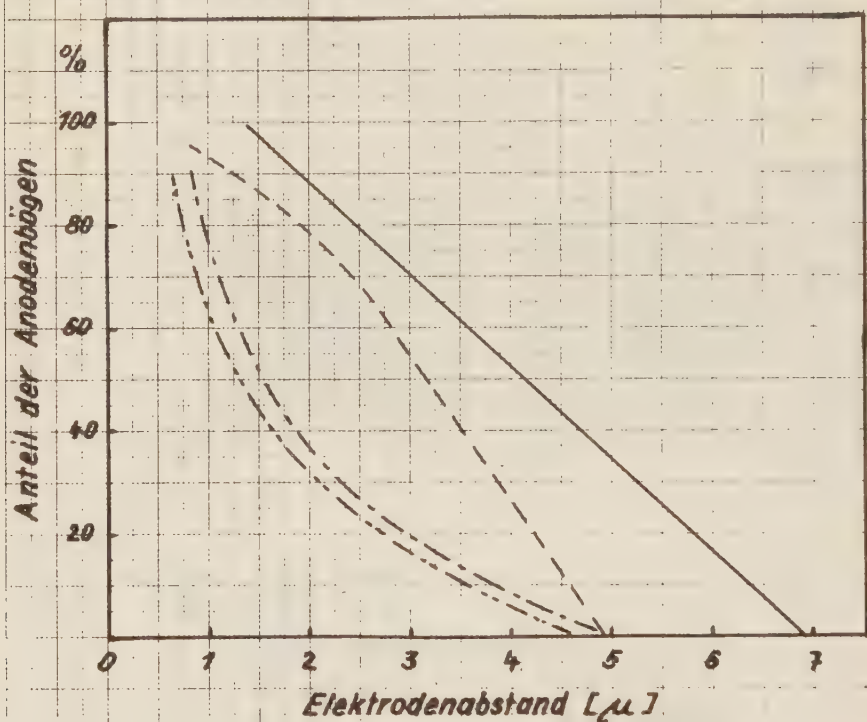


Abbildung 10

Prozentualer Anteil der Anodenbögen.

Unsymmetrische Elektrodenkombinationen mit Wolfram:

- W - Kathode, Ag - Anode
- W - Kathode, Pd- und Pt - Anode
- · - · - W - Anode, Ag - Kathode
- · · - · W - Anode, Pd- und Pt - Kathode

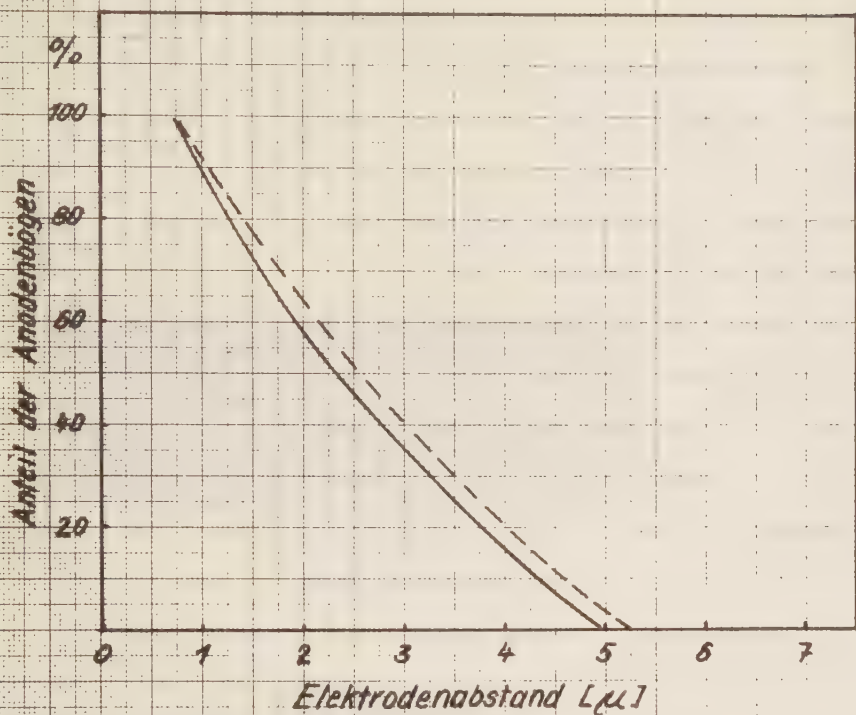


Abbildung 11

Prozentualer Anteil der Anodenbögen.

Unsymmetrische Elektrodenkombinationen:

— Pd-Kathode, Ag-Anode

- - - Ag-Kathode, Pd-Anode

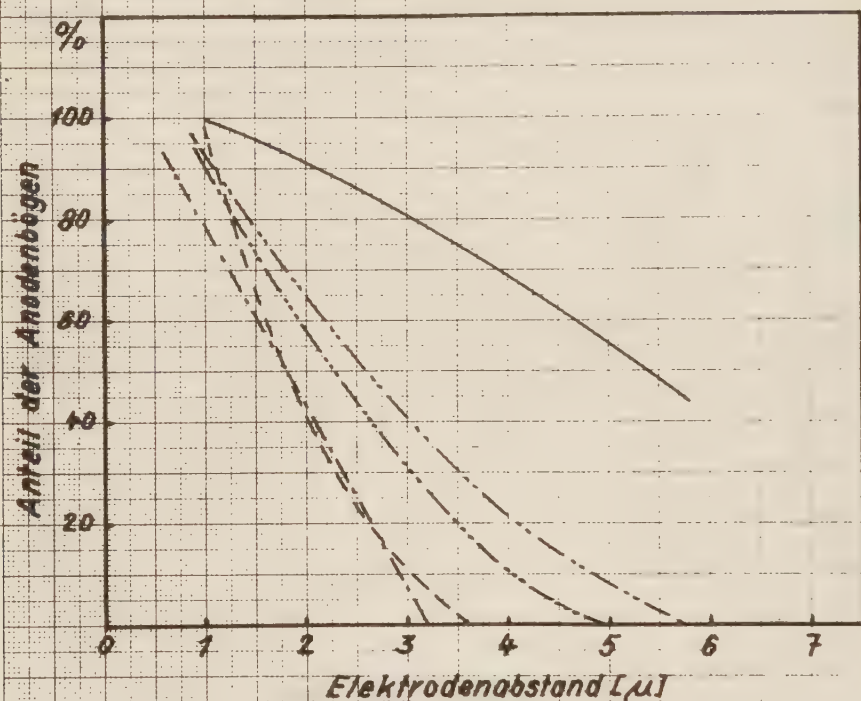


Abbildung 12

Prozentualer Anteil der Anodenbögen.

Symmetrische Elektrodenkombinationen:

- Pd 60 Ag 40 und Pd 30 Ag 70
- - - Pt 95 W 5
- · - Pt 97.5 Ni 8.5
- - - Pd 90 Cd 10
- Pd 90 Zn 10

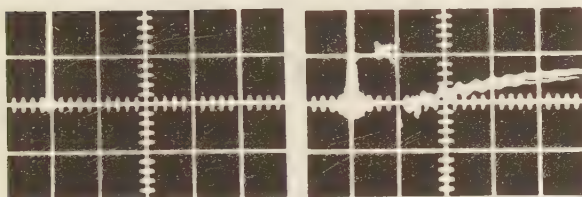
Abbildung 13

Oszillogramme der Lichtbogenspannung

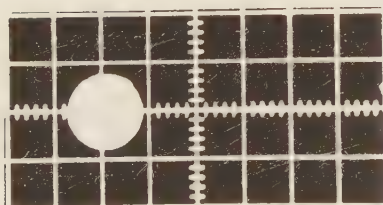
Elektroden: W - Kathode, Ag - Anode

Abszisse : 1 μ sec / Skalenteil

Ordinate : 10 V / Skalenteil



Kathodenbögen



Anodenbögen

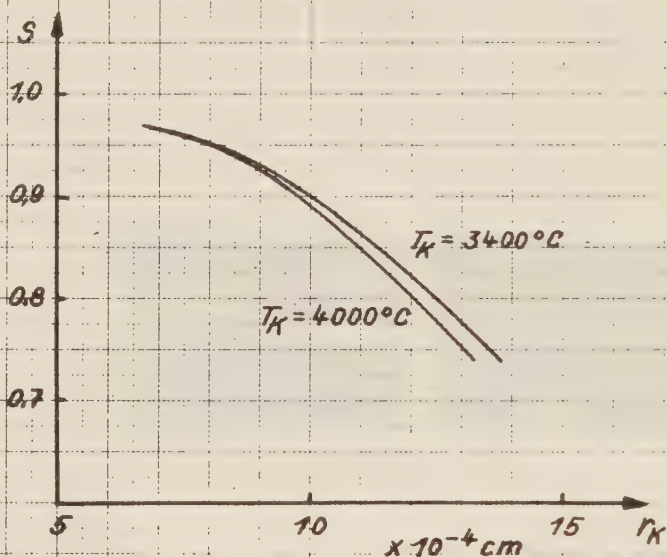


Abbildung 14

Abhängigkeit des Elektronenstromanteiles S vom Radius r_K des Bogenansatzes auf der Kathode.

Anodenbogen: W-Kathode, Ag-Anode.

$I_B = 54 \text{ A}$, $t_B = 5 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$.

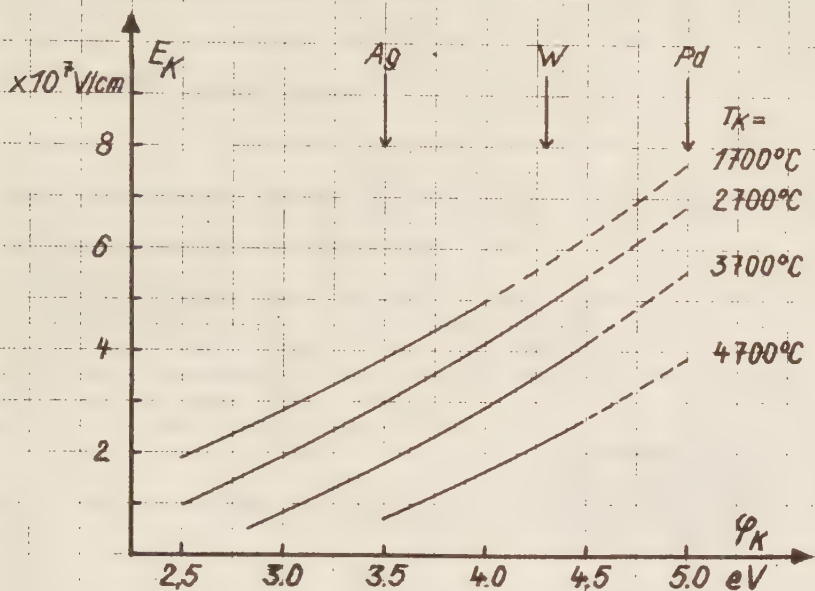
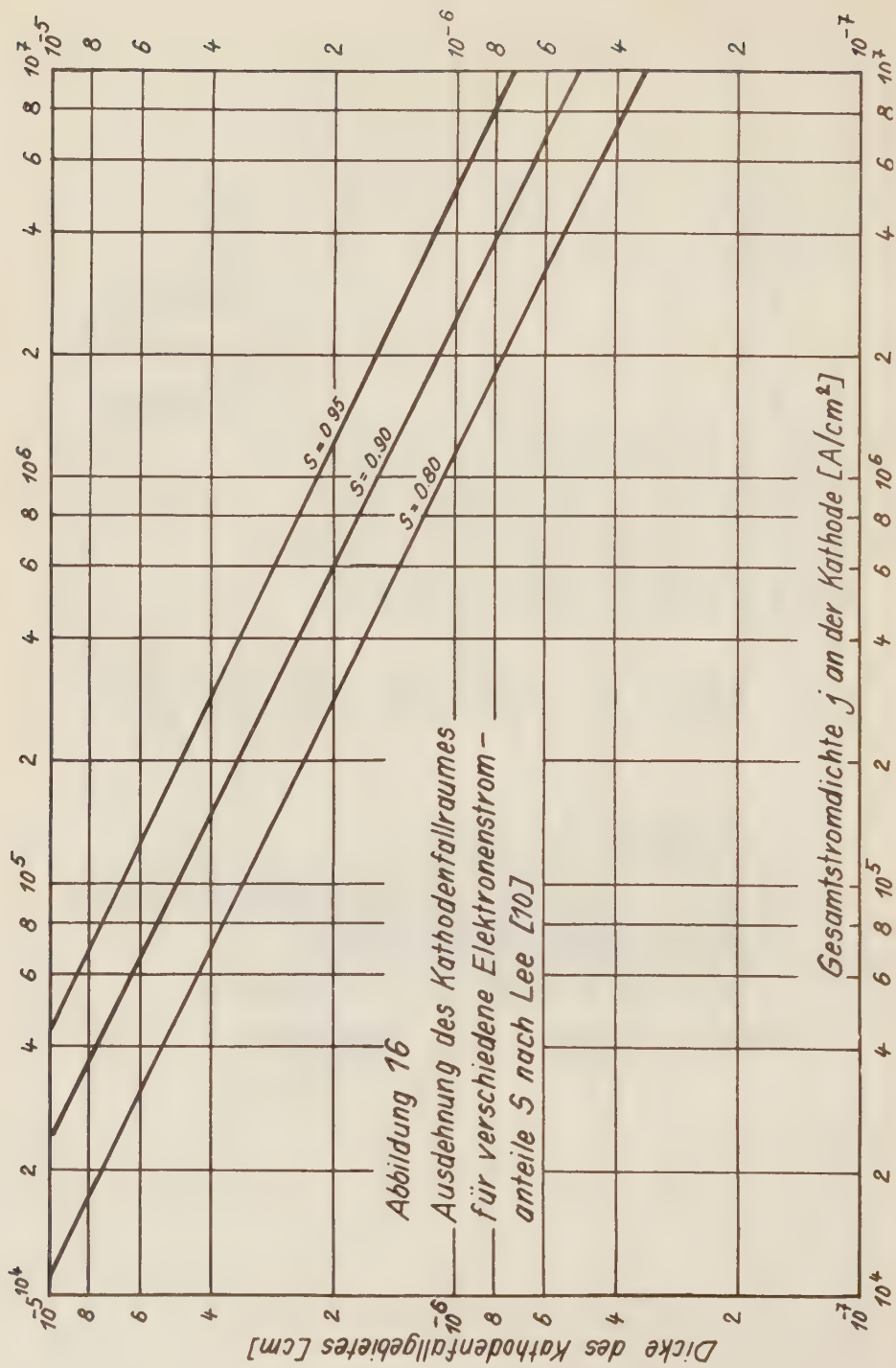


Abbildung 15

Elektrische Feldstärke E_K vor der Kathode
als Funktion der Elektronenaustrittsarbeit φ_K
bei TF-Elektronenemission.

$$j_- = 10^7 \text{ A/cm}^2$$



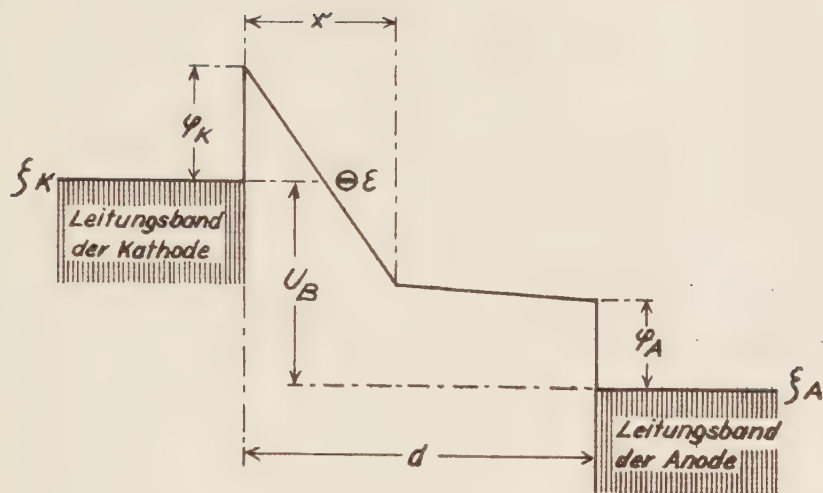


Abbildung 17

Schematischer Potentialverlauf zwischen Kathode und Anode

φ = Elektronenaustrittsarbeit

ξ = Fermi-Energie der Elektronen im Metall

ϵ = Energie der emittierten Elektronen

U_B = gemessene Bogenspannung

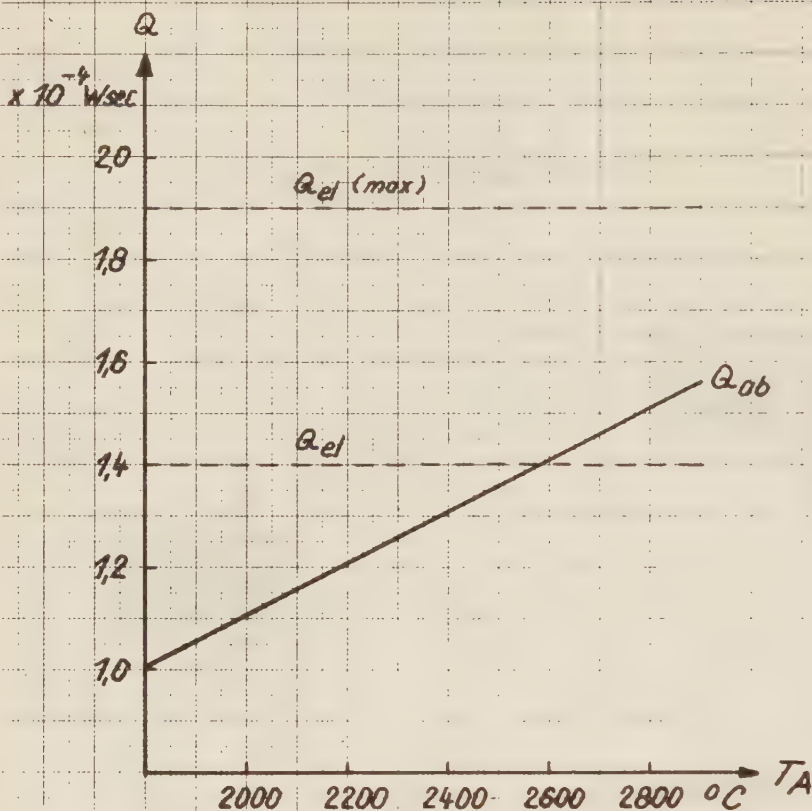


Abbildung 18

Energiebilanz an einer Ag-Anode:

Anodenbogen, $t_B = 0,5 \mu\text{sec}$, $I_B = 54 \text{ A}$, $S = 0,8$.

Radius des Anodenkraters $r_A = 30 \mu$.

Q_{ab} = aus dem Krater abgeführte Energie.

Q_{el} = durch Elektronen zugeführte Energie bei Berücksichtigung inelastischer Stöße.

$Q_{el(max)}$ = maximale Elektronenenergie bei Vernachlässigung der Verluste durch Stöße.

T_A = Temperatur des Kraters.

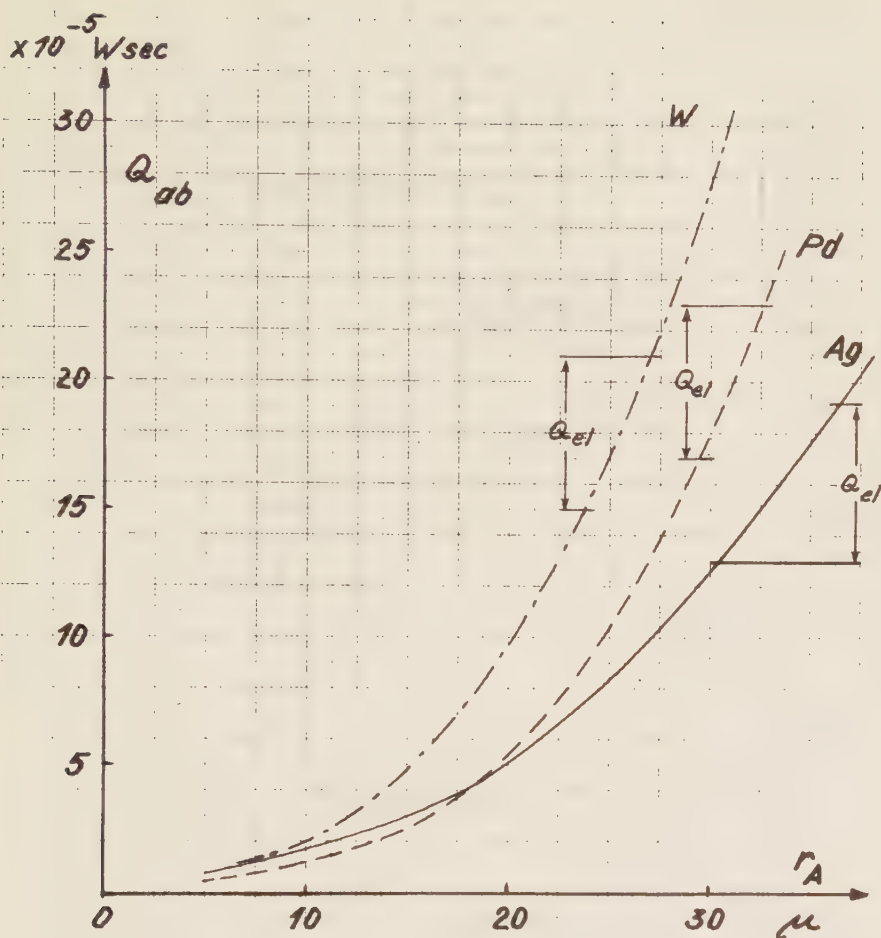


Abbildung 19.

Aus dem Anodenkrater bei Siedetemperatur abgeführte Energie Q_{ab} als Funktion des Kraterradius r_A und durch die Elektronen zugeführte Energie Q_{el} für $S = 0,8$.

$$Q_{el}(\max.) = \mathcal{I}_B [S(U_B - \varphi_A) + \varphi_A]$$

$$Q_{el}(\min.) = \mathcal{I}_B [0,3 \cdot S(U_B - \varphi_A) + \varphi_A]$$

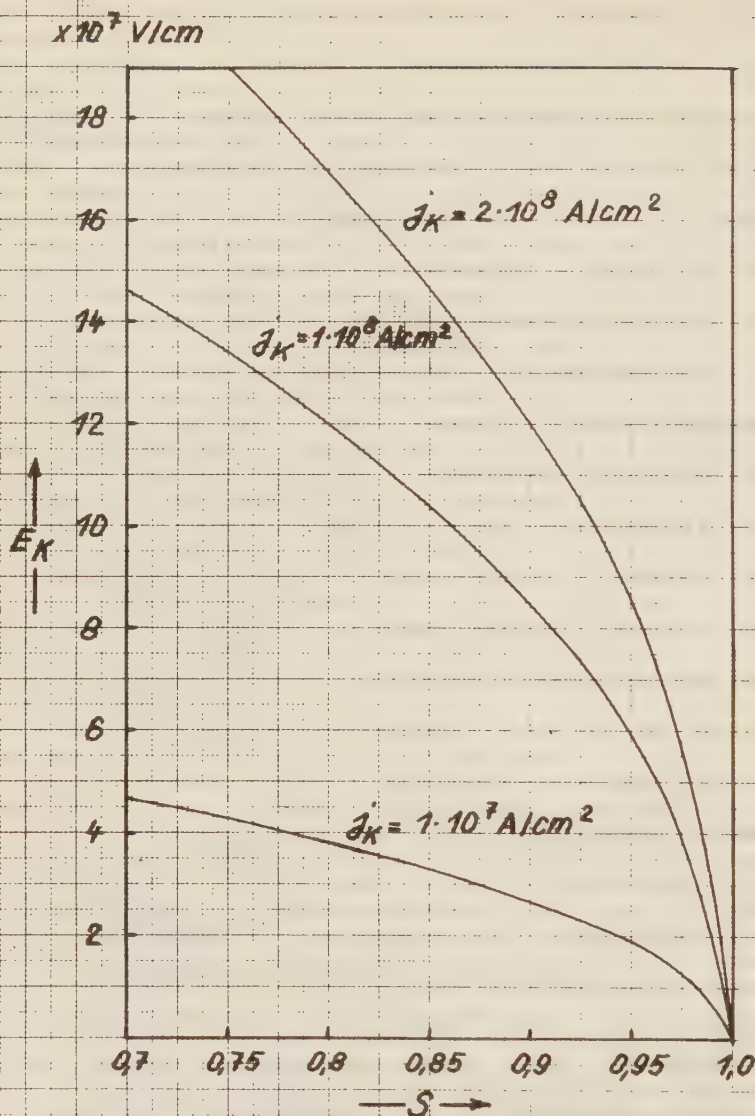


Abbildung 20

Feldstärke vor der Kathode in Abhängigkeit
vom Elektronenstromanteil

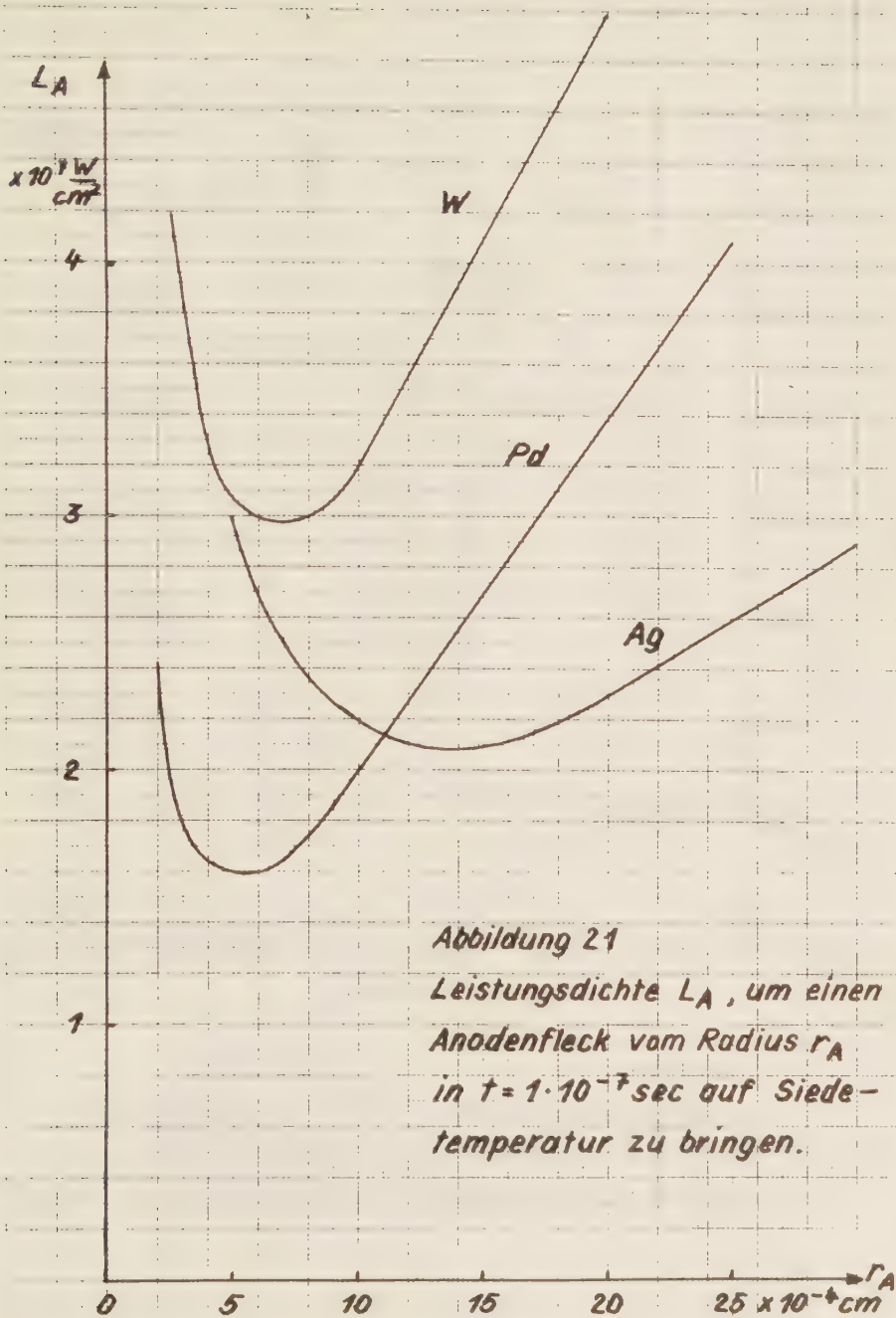


Abbildung 21

Leistungsdichte L_A , um einen Anodenfleck vom Radius r_A in $t = 1 \cdot 10^{-7} sec$ auf Siedetemperatur zu bringen.

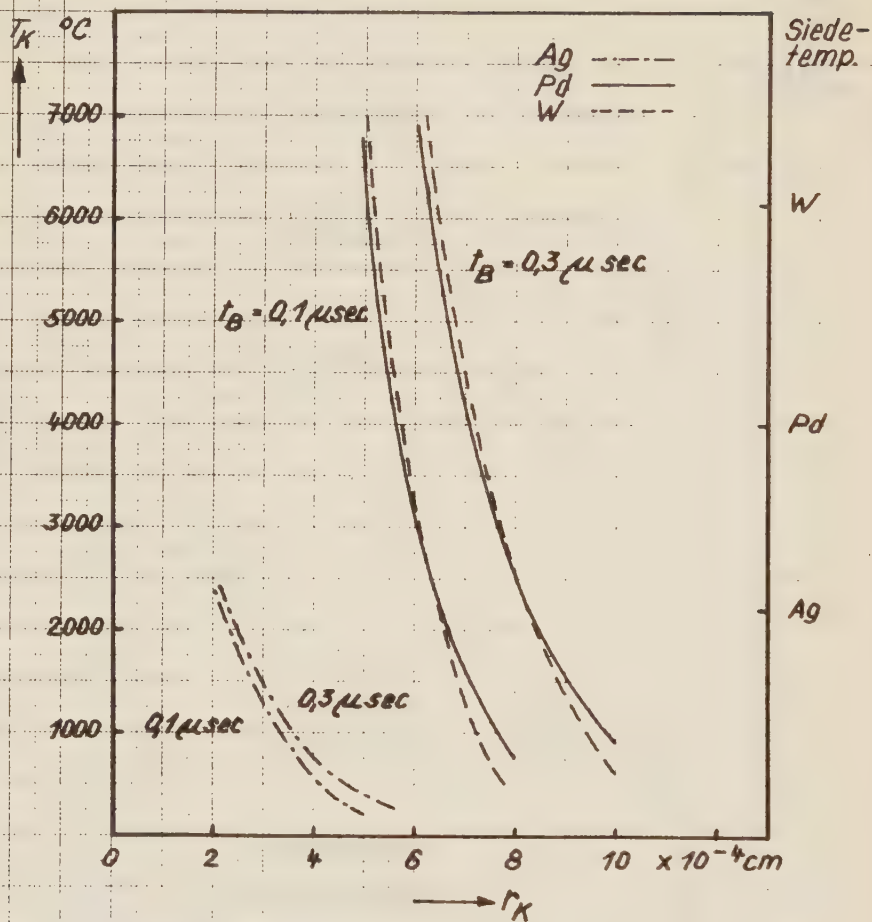


Abbildung 22

Kathodenflecktemperatur T_K in Abhängigkeit vom Kathodenfleckradius r_K bei einem Elektronenstromanteil $S = 1$; $j_K = 1,1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$

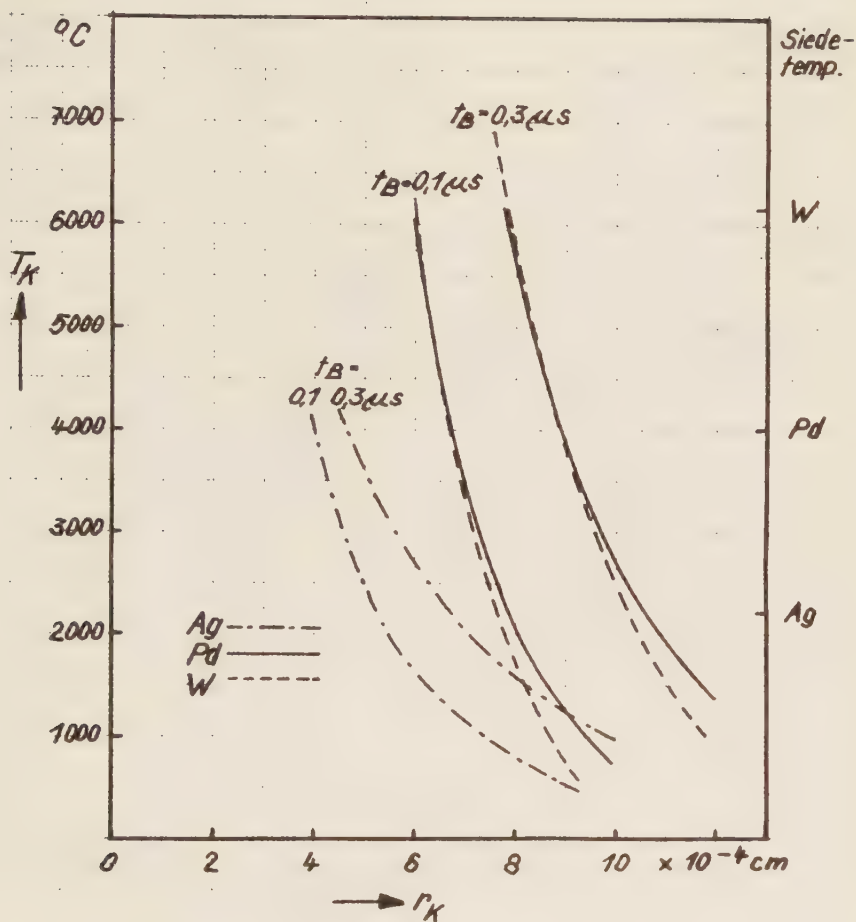


Abbildung 23

Kathodenflecktemperatur T_K in Abhängigkeit vom Kathodenfleckradius r_K bei einem Elektronenstromanteil $S = 0,9$; $j_K = 1,1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$

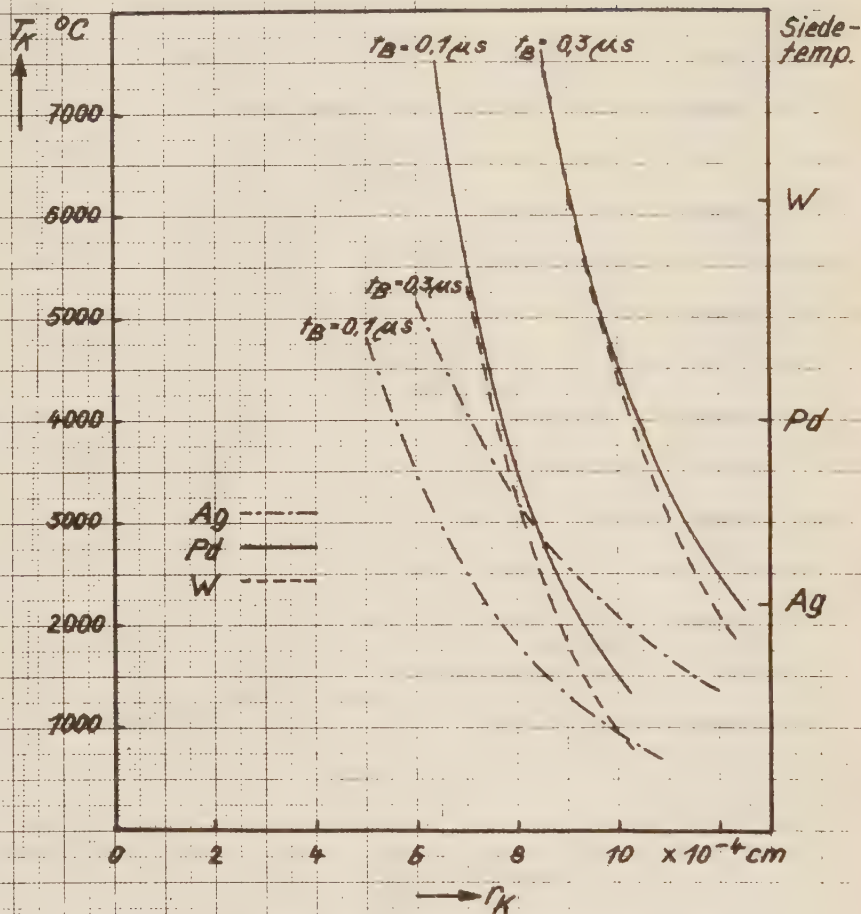


Abbildung 24

Kathodenflecktemperatur in Abhängigkeit vom
Kathodenfleckradius bei einem Elektronenstrom-
anteil $S = 0,8$; $j_K = 1,1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$.

Lebenslauf

Am 28. Februar 1929 wurde ich in Otting, Landkreis Donauwörth, als Sohn des Landwirtsehepaares Alois und Therese Kleinle geboren.

Nach dem Besuch von Volksschulen in Otting und München besuchte ich von April 1940 bis Dezember 1944 und von Dezember 1945 bis Juli 1949 das "Neue Realgymnasium" in München. Im Juli 1949 legte ich an dieser Anstalt die Reifeprüfung ab.

Vom Wintersemester 1949/50 bis einschließlich Sommersemester 1954 studierte ich Physik an der Technischen Hochschule München.

Die Diplomarbeit über "Lichtelektrische Untersuchungen organischer Farbstoffe" fertigte ich im physikalisch-chemischen Institut der Technischen Hochschule München bei Professor Dr.G.Scheibe an. Im Sommer 1954 legte ich die Diplom-Hauptprüfung für Physiker ab.

Von September 1954 bis Dezember 1956 war ich als Physiker in einem Halbleiter-Laboratorium der Firma Standard Elektrik A.G. in Nürnberg tätig. Seit Januar 1957 bin ich als Physiker im Metall-Laboratorium der Fa. Degussa in Hanau am Main beschäftigt. Im Wintersemester 1959/60 und im Sommersemester 1960 setzte ich mein Physikstudium an der Universität Frankfurt am Main fort.

Die vorliegende Dissertation fertigte ich bei Professor Dr.G.Haase, Institut für angewandte Physik der Universität Frankfurt, an. Die experimentellen Arbeiten hierzu führte ich im Metall-Laboratorium der Degussa in Hanau durch.

A.Kleinle

Herrn Professor Dr.G.Haase danke ich für die Überlassung des Themas und für fruchtbare Anregungen. Herrn Dr.O.Loebich danke ich herzlich für die Erlaubnis zur Durchführung der Arbeit im Metall-Laboratorium der Degussa, Zweig Niederlassung Hanau, und für die mir gewährte Förderung.

